GDP NANO 2021

II МЕЖДУНАРОДНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ
"ГАЗОРАЗРЯДНАЯ ПЛАЗМА
И СИНТЕЗ НАНОСТРУКТУР"
РОССИЯ. КАЗАНЬ. КНИТУ-КАИ
1-4 ДЕКАБРЯ 2021

II INTERNATIONAL CONFERENCE
"GAS-DISCHARGE PLASMA
AND SYNTHESIS OF NANOSTRUCTURES
RUSSIA. KAZAN. KNRTU-KAI
DECEMBER 1-4. 2021

СБОРНИК ТРУДОВ

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РЕСПУБЛИКИ ТАТАРСТАН

КАЗАНСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИМ. А. Н. ТУПОЛЕВА — КАИ

КАЗАНСКИЙ (ПРИВОЛЖСКИЙ) ФЕДЕРАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

КАЗАНСКИЙ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
ИМЕНИ Е. К. ЗАВОЙСКОГО

ФЕДЕРАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР
«КАЗАНСКИЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РАН»

АКАДЕМИЯ НАУК РЕСПУБЛИКИ ТАТАРСТАН

II МЕЖДУНАРОДНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ «ГАЗОРАЗРЯДНАЯ ПЛАЗМА И СИНТЕЗ НАНОСТРУКТУР»

Сборник трудов (г. Казань, 1-4 декабря 2021 г.)

Казань
Издательство «Бук»
2021

УДК 533.9+538.9(063)
ББК 22.333.3+22.353.2я431
В87

Под редакцией член-корр. Академии наук РТ, профессора,
доктора физико-математических наук Б. А. Тимеркаева

В87 **II Международная конференция «Газоразрядная плазма и синтез наноструктур»** : сборник трудов (г. Казань, 1–4 декабря 2021 г.) / М-во высш. образования и науки Рос. Федерации, М-во образования и науки Респ. Татарстан, Казанский нац. исследовательский технический ун-т и др. ; [под ред. Б. А. Тимеркаева]. — Казань : Бук, 2021. — 388 с. — Текст : непосредственный.

ISBN 978-5-00118-822-3.

Материалы конференции предназначены для специалистов, в области физики газоразрядной плазмы, наноматериалов и нанотехнологий. Могут быть полезны для студентов и аспирантов соответствующих специальностей.

УДК 533.9+538.9(063)
ББК 22.333.3+22.353.2я431

ISBN 978-5-00118-822-3

Организационный комитет

Председатель оргкомитета конференции:
Борис Ахунович Тимеркаев – член-корр. АН РТ, д.ф.-м.н., КНИТУ-КАИ

Заместитель председателя оргкомитета конференции:
Ильназ Изаилович Файрушин – к.т.н., КФУ, ОИВТ РАН

Ученый секретарь оргкомитета конференции:
Артем Олегович Софроницкий – КНИТУ-КАИ

М.М. Васильев - д.ф.-м.н., ОИВТ РАН
И.Г. Галеев – д.ф.-м.н., КНИТУ-КАИ
А.В. Герасимов - д.т.н., КНИТУ КХТИ
Г.Ю. Даутов – член-корр. АН РТ, д.т.н., КНИТУ-КАИ
И.Х. Исрафилов – д.т.н., НИ КФУ
А.А. Кудрявцев - к.ф.-м.н., СПбГУ
Е.В. Кустова – д.ф.-м.н., СПБГУ
Ю.А. Лебедев – д.ф.-м.н., ИНХС РАН им. Топчиева
А.В. Мокшин – д.ф.-м.н., КФУ
О.Ф. Петров - академик РАН, ОИВТ РАН
К.Н. Рамазанов – д.т.н., УГАТУ
А.И. Сайфутдинов – к.ф.-м.н., КНИТУ-КАИ
М.Х. Салахов – академик АН РТ, д.ф.-м.н., АН РТ
Н.А. Смоланов – к.ф.-м.н., МГУ им. Н.П. Огарева
В.И. Струнин – д.ф.-м.н., ОмГУ
Л.Р. Тагиров – член-корр. АН РТ, д.ф.-м.н., КФТИ им. Е.К. Завойского
М.С. Тагиров – член-корр. АН РТ, д.ф.-м.н., КФУ
Х.К. Тазмеев – к.т.н., НИ КФУ
И.М. Ткаченко - д.ф. – м.н., Валенсийский политехнический университет
И.А. Файзрахманов – д.ф.-м.н., КФТИ им. Е.К. Завойского
С. А. Храпак - PhD, Германский центр авиации и космонавтики, ОИВТ РАН
М.Ф. Шаехов – д.т.н., КНИТУ
Р.З. Шайхитдинов – д.ф.-м.н., БГУ
А.Ю. Шемахин - к.ф.– м.н., КФУ
М.Н. Шнейдер - д.ф.-м.н., Принстонский университет

Предисловие

С 1 по 4 декабря 2021 года в г. Казани в КНИТУ-КАИ им. А. Н. Туполева прошла II Международная конференция «Газоразрядная плазма и синтез наноструктур». Основными Организаторами этой конференции являются КНИТУ-КАИ, К(П)ФУ, АН РТ. Данное мероприятие стало заметным событием для сообщества ученых и исследователей, занимающихся физикой газовых разрядов и синтезом наноструктурированных материалов. На конференции были обсуждены вопросы, касающиеся фундаментальных, проблемных вопросов физики газовых разрядов, таких как теории электродуговой плазмы, высокочастотных разрядов, СВЧ разрядов, тлеющего разряда. Все же основное внимание было уделено проблемам применения плазмы газовых разрядов для синтеза наноструктур. Отрадно, что в этом направлении имеются результаты, готовые к промышленному применению. В этом году в тематику конференции дополнительно включена секция физики неидеальной и пылевой плазмы. По данной тематике были сделаны сразу несколько пленарных докладов, которые представили ведущие мировые ученые. Конференция стала площадкой, на которой были представлены совершенно новые фундаментальные результаты, находящиеся на переднем крае науки. Абсолютное большинство представленных работ докладывались впервые.

Открытие конференции началось с доклада президента КНИТУ-КАИ Юрия Федоровича Гортышева, посвященному 90-летию КАИ. Были представлены славные исторические вехи университета, связанные с выдающимися личностями: учеными, изобретателями, конструкторами. С докладом, посвященному 90-летнему юбилею основателя научной школы по физике и технике низкотемпературной плазмы в Республике Татарстан, члена-корреспондента АН Республики Татарстан, заслуженного профессора КНИТУ-КАИ, д.т.н. Гали Юнусовича Даутова, выступил зав. каф. общей физики КНИТУ-КАИ, профессор, д.ф.-м.н. Борис Ахунович Тимеркаев. Научная программа конференции была открыта докладами ученых из Физико-технологического института им. К.А. Валиева РАН. Доклад доктора наук Ильдара Искандеровича Амирова был посвящен проблеме формирования микро и наноструктур в процессах травления и модификации поверхности, а доклад Андрея Валерьевича Мяконьких –

получению «черного кремния» методами плазменного травления. Следующие доклады были посвящены физике неидеальной и пылевой плазмы. В своем докладе «Статические и динамические свойства классической и квантовой плазмы» профессор Валенсийского политехнического университета (Испания) Игорь Михайлович Ткаченко представил самые последние результаты по теоретическому описанию свойств однокомпонентной неидеальной плазмы. Профессор Казанского федерального университета Анатолий Васильевич Мокшин и доцент Ильназ Изаилович Файрушин выступили с докладом, посвященным самосогласованной релаксационной теории коллективной динамики в однокомпонентной неидеальной классической плазме. Далее, с докладом по теоретическому описанию теплопроводности пылевой плазмы и жидкостей с мягкими взаимодействиями, выступил научный сотрудник Германского центра авиации и космонавтики Сергей Алексеевич Храпак. Двумя совершенно новыми исследованиями поделился доцент кафедры общей физики КНИТУ-КАИ Алмаз Ильгизович Сайфутдинов. Его первый доклад был посвящен теории плазмы отрицательного свечения тлеющего разряда и его применения для анализа состава газов с примесями различных углеводородов, а второй доклад –синтезу углеродных и металлических наноструктур в электродуговой плазме.

Тематика устных и стендовых докладов конференции была настолько обширна, что начиналась с космической пылевой плазмы и заканчивалась применениями плазмы импульсных разрядов в медицине. Свои доклады представили известные ученые образовательных и научных организаций Российской федерации, Германии, Испании, США, Республики Беларусь и Республики Таджикистан. Наряду с известными учеными на конференции принимали участие и молодые ученые и аспиранты, а также магистры. Были рассмотрены практически все виды газовых разрядов, а также широкий спектр их применений: от процессов плазменного травления и синтеза наноструктур до модификации поверхностей медицинских изделий и обработки сельскохозяйственной продукции.

Председатель оргкомитета Б.А. Тимеркаев

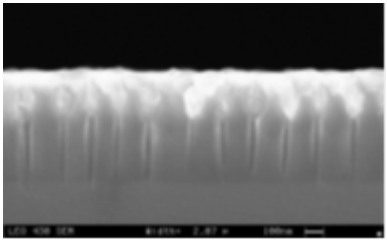
Зам. председателя оргкомитета И.И. Файрушин

ФОРМИРОВАНИЕ МИКРО- И НАНОСТРУКТУР С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ПЛАЗМЕННЫХ ПРОЦЕССОВ ТРАВЛЕНИЯ ОСАЖДЕНИЯ И МОДИФИКАЦИИ ПОВЕРХНОСТИ

И. И. Амиров[1]

[1]VALIEV INSTITUTE OF PHYSICS AND TECHNOLOGY of RUSSIAN ACADEMY OF SCIENCES, YAROSLAVL BRANCH, Yaroslavl, Россия

Одной из актуальных задач микро – и нанотехнологии является разработка методов формирования трехмерных в том числе высокоаспектных структур с использованием плазменных процессов травления, осаждения и модификации. Такие процессы необходимых для развития технологий наноэлектроники, создания электронных устройств нано- и микросистемной техники, биосенсорных технологий. Современные плазменные методы формирования микро- и наноструктур (МН) структур на поверхности Si, SiO_2, других материалов можно разделить на четыре группы. **К первой группе** относятся методы, основанные на использовании литографии. Они используются в технологи наноэлектроники при создании ультра больших интегральных схем, а также в микротехнологии. Это методы формирования контактных окон в слое SiO_2и затворных наноструктур из поликремния. Основными характеристиками плазмохимических процессов травления, которые были разработаны для их формирования, являются анизотропность, селективность, скорость процесса. Такие процессы осуществляются в реакторах высокоплотной ($n_e=10^{11}–10^{12}$см$^{-3}$) химически активной плазмы ВЧ индукционного разряда низкого давления (P<10 Па), в которых можно независимо варьировать энергию и поток падающих ионов. Анизотропное травление SiO_2 наноструктур обычно осуществляется в плазме сложного, преимущественно фторуглеродного состава (рис. 1а), а Siв хлорсодержащей или фторсодержащей плазме (рис. 1 б). Разработка методов травления неразрывно связана с исследованием механизмов травления, эффектов формирования высокоаспектных МН структур (апертурный, стоп-эффект, микрозагрузочный эффект и др.).


а)

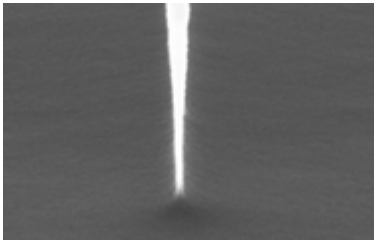
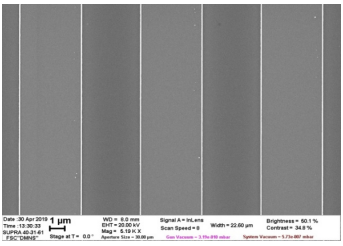

б)

Рисунок 1. Примеры профиля канавок шириной 70 и 30 нм, протравленных; а) через маску α-Si в плазме CHF_3+50%Ar, б) пример анизотропного Si нанополоски через в плазме SF_6/C_4F_8.

К **второй группе** относятся быстро развивающие интегрированные плазменные методы формирования МН структур. Целью разработки таких методов являлось получение структур нанометровых размеров без использования дорогостоящего литографического оборудования путем проведения последовательных процессов травления/нанесения функциональных слоев, распыления, а также используя эффекты травления. Это методы переноса контура изображения, метод заужения маски (trimming). С использованием методов оптической литографии, формирования необходимого вида микроструктур в маске, переноса изображения маски в нижележащий слой, осаждения необходимого материала с последующим его распылением можно получить из–за эффекта переосаждения нанопроволочные или объемные структуры со стенками нанометровой толщины из металла или какого-либо другого материала (рис. 2).


а)

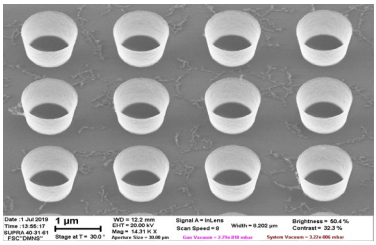
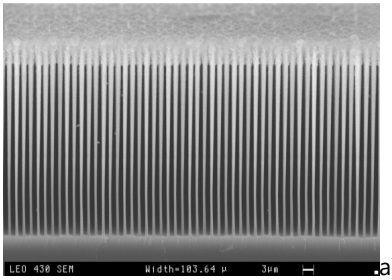

б)

Рисунок 2. Примеры формирования металлических нанопроволок (Pt, Cr, Co) проведении последовательных процессов

Метод формирования микроструктур в Si с использованием циклического процесса травление/ пассивация (Bosch-процесс) можно отнести к **третьей группе.** Этот метод скоростного, глубокого травления Si является

основным в технологии производства микроэлектромеханических систем (МЭМС). В технологии микросистемной техники создание высокоаспектных (А>10) и сверхвысокоаспектных трехмерных микроструктур в Si (А>50) необходимо для создания высокочувствительных инерционных датчиков, микроконденсаторов и других приборов. Эта задача решается с использованием циклических процессов травления/пассивация во фторсодержащей плазме. Точный перенос рисунка маски в Si обуславливается балансом процессов осаждения/травления на дне и боковой поверхности структуры (рис. 3а). Развитие таких процессов связано с требованием управления профилем формируемых ВА микроструктур.



а)

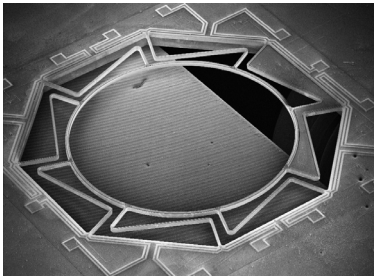
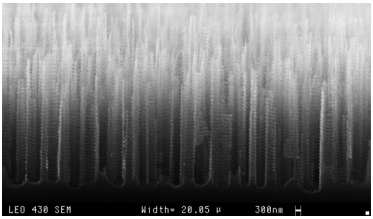
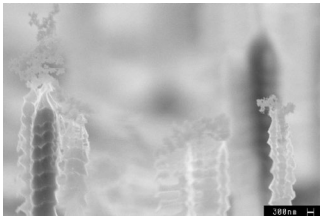

б)

Рисунок 3. Вид сверхвысокоаспектных микроструктур (АО >50) – а) вид чувствительного элемента микрогироскопа кольцевого типа- б).

К **четвертой группе** наиболее развивающейся группе относятся методы создания наноструктур с использованием процессов самоорганизации и микромаскирования. Такие процессы происходят в реактивной плазме, когда при определенных условиях происходит самоформирование МН структур, таких как наноиглы, нанопроволоки. Реактивная плазма является уникальной средой, в которой можно реализовать концепцию «строительных блоков», когда формирование МН структур осуществляется в две стадии. На первой стадии происходит подготовка поверхности и создание определенных блоков (тяжелых радикалов, кластеров), а на другой стадии происходит формирование из них наноструктур. Их формирование является центральной проблемой нанотехнологии. Примером такого самоформирования является процесс получения «черного кремния», который находит применение в производстве солнечных элементов в качестве поглощающего слоя (рис. 4). Он осуществляется в двухстадийном процессе осаждение /травление в плазме C_4F_8/SF_6.



а)



б)

Рисунок 4. Вид поверхности «черного» кремния –а) и вид острия с микромаской – б)

Другим примером модификации поверхности является возникновение в результате самоорганизации полусферических нано- и субмикронных размеров образованием на поверхности халькогенидов металлов PbTe, PbSe при обработке их в плазме Ar при энергии ионов меньше 200 эВ (рис. 5). Они возникают на поверхности в результате протекания конкурирующих процессов распыления/ переосаждения атомов распыленного материала на поверхность.

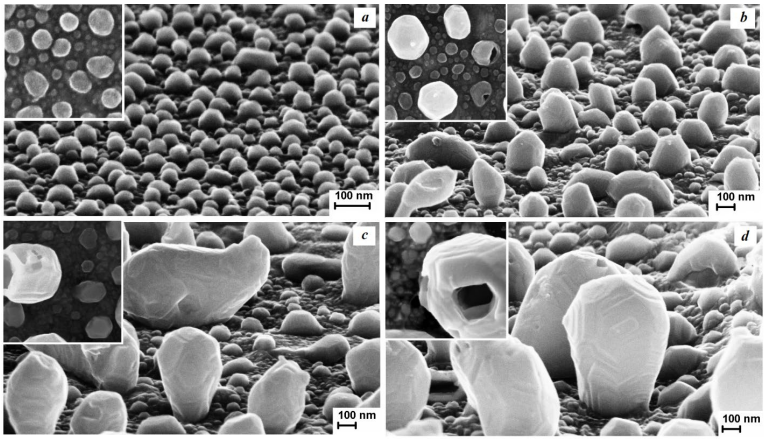


Рисунок 5. Вид структур, образующихся на поверхности PbSe после плазменной обработки в течение 60 (а), 120(б), 180 (с) и 240 с.

В докладе будут приведены примеры формирования и применения МН структур с использованием этих методов, а также направления будущих исследований.

ildamirov@yandex.ru

ПОЛУЧЕНИЕ МИКРОСТРУКТУРИРОВАННОГО "ЧЕРНОГО КРЕМНИЯ" МЕТОДАМИ ПЛАЗМЕННОГО ТРАВЛЕНИЯ

А. В. Мяконьких[1], В. О. Кузьменко[1], Е. А. Смирнова[1], К.В. Руденко[1]

[1]ФТИАН им. К.А. Валиева РАН, Москва, Россия

Плазменное травление кремния и других функциональных материалов применяется на протяжении ряда десятилетий для создания структур микро- и наноэлектороники. Как правило топология рисунка создается в таких приложениях при помощи электронной или оптической литографии, а перенос рисунка осуществляется при помощи травления. Жидкостное травление применялось до тех пор, пока требуемая точность переноса была много больше вертикальных размеров слоев функциональных материалов. Одна из особенностей, которая определила центральную роль этого процесса в создании наноструктур требуемой топологии – возможность анизотропного травления, достигаемого в химически активной плазме, как правило, при сочетании двух факторов: 1) отсутствия спонтанного травления боковой стенки и 2) реализации направленного травления на дне структуры, стимулируемого потоком ионов, который экстрагируется из плазмы за счет потенциала, приложенного к образцу.

Плазменное травление кремния наиболее быстро протекает в фторсодержащей плазме, однако спонтанная реакция между атомами фтора и кремнием приводит к изотропному профилю травления. Для реализации прецизионных структур травления, в плазму добавляют компоненты, пассивирующие боковую стенку. Известны несколько разновидностей таких процессов [1]: 1) криогенное травление кремния в смеси газов SF6 и O2, 2) травление в смеси полимерообразующей смеси, например, SF6 и C4F8, 3) циклические процессы различного дизайна. При слишком высокой скорости образования пассивации наблюдается ситуация, когда на незащищенной маской поверхности кремния в результате возможно самоформирование одиночных или множественных иглоподобных структур. Множество таких структур на снимках РЭМ напоминают траву и за это получили название нанотрава (nanograss). Судить о формировании нанотравы на образце можно и без применения приборов: блестящая, похожая на металл, поверхность кремния приобретает бархатистый темный или даже черный цвет, за счет значительного плазмонного поглощения света. По этой причине такие структуры называют также черным кремнием (black silicon).

Такое поведение черного кремния, а также простота его получения, открывает значительные перспективы для применения его в качестве материала для изготовления антиотражающих, антибликовых покрытий, приборов фотовольтаики. Коэффициент отражения черного кремния составляет от 20 до 2%. По своим характеристикам лучшие образцы черного кремния значительно превосходят другие антиотражающие материалы. По своему виду черный кремний может варьироваться от поверхности с развитой шероховатостью [2], до вертикальных игл с характерным поперечным размером 0,1-1 мкм, и высотой до десятков микрон, см. Рисунок 1.

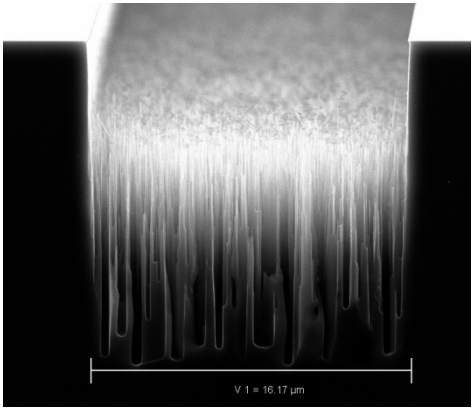


Рисунок 1. Изображение структуры черного кремния, полученной методом криогенного травления, в растровом электронном микроскопе

В настоящей работе исследована температурная зависимость формирования черного кремния, зависимость от газового состава плазмы, напряжения смещения. Эксперименты проводились в специализированной для микроэлектронного производства установке плазменного травления Plasmalab (OIPT, Великобритания), в плазме газов смеси SF_6 и O_2, при температурах образца от -20°C до +20°C и электрическом смещении на образце от 50 до 150 В. Вложенная в разряд мощность составляла 1750 Вт, поток плазмообразующих газов 50 ст.см^3/мин.

Полученные структуры исследовались при помощи растрового электронного микроскопа, получены зависимости высоты неровностей их

характерного поперечного размера и значения длины автокорреляции от параметров процесса получения.

Коэффициент отражения поверхности покрытой черным кремнием исследовался при помощи спектрометра Ocean Optics с разрешением порядка 0,35 нм в диапазоне 200-900 нм и светодиодного осветителя с белым спектром. Установлена корреляция между амплитудой шероховатости структур черного кремния.

Показано, что с ростом температуры скорость образования черного кремния уменьшается. Образование черного кремния происходит в узком диапазоне составов плазмы SF_6/O_2 от 25/75 до 75/25. При более высоком содержании кислорода травление останавливается из-за перепассивации, при более высоком содержании SF_6 травление сглаживает неровности и, следовательно, образовавшиеся трехмерные структуры нестабильны.

Из литературы также известны методы понижения коэффициента отражения черного кремния. Один из них основан на конформном покрытии поверхности структуры диэлектрическим слоем [3]. Такой подход может быть реализован с помощью метода атомно-слоевого осаждения.

В настоящей работе для нанесения диэлектрика было применено осаждение на поверхность черного кремния оксидов гафния и алюминия. Для этого были применены металлоорганические прекурсоры триметилаюминий и тетраэтилметиламиногафний соответственно и плазма кислорода. Толщина пленок составила 20 нм.

Показано, что полученные пленки имеют конформный характер, также в докладе будут приведены спектральные коэффициенты отражения.

Предложенный способ позволяет формировать однородный черный кремний на поверхности пластин диаметром до 200 мм.

Литература:

[1] Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering, 11022, art. no. 110221X (2019); DOI: 10.1117/12.2522505
[2] Journal of Applied Physics 116, 173503 (2014); DOI: 10.1063/1.4900996
[3] Journal of Contemporary Physics, Vol. 56, No. 3, pp. 240–246 (2021); DOI 10.3103/S1068337221030075

miakonkikh@ftian.ru

CARBON NANOFIBER GROWTH IN STRONG ELECTRIC FIELDS VIA PLASMA-ENHANCED CHEMICAL VAPOR DEPOSITION

Mikhail. N. Shneider[1], Xuewei Zhang[2]

[1]*Princeton University, Princeton, NJ, USA*

[2]*Texas A&M University-Kingsville, Kingsville, Texas, USA*

Plasma enhanced chemical vapor deposition is an important method in the synthesis of carbon nanofibers which have been widely used in many technologies. Previous work devoted to the theoretical modeling of this process focused only on kinetics, i.e., the steady-state growth rate and its dependence on experimental conditions. This paper develops a dynamic model of a single carbon nanofiber grown in the cathode layer of a weakly ionized C_2H_2 glow discharge plasma. The model takes into account all main processes, including chemical kinetics, heat transfer, and the dynamics of electric field distribution. Specifically, the model considers the effects of a strong electric field on nanofiber growth: the field enhanced neutral particle flux and heat flux toward the catalyst and the increased catalyst temperature as a result of the thermal field emission current (along with its accompanying Nottingham effect). Numerical simulation shows that the increased fluxes caused by a strong electric field are unlikely to lead to a substantial acceleration of nanofiber growth. The growth tends to saturate, up to a complete stop, caused by the catalyst heating, which starts around the same time the field enhanced fluxes become significant. This serves as an alternate termination mechanism of nanofiber growth to the commonly-known catalyst poisoning. The competition and transition of the two mechanisms when changing the characteristic time of catalyst poisoning are shown. The results of this work help to improve the physical understanding of nanofiber growth and lay the foundation for further studies on other types of plasma-assisted nanofabrication.

STATIC AND DYNAMIC PROPERTIES OF CLASSICAL AND QUANTUM PLASMAS

J. Ara[1], Ll. Coloma[1], I.M. Tkachenko[1,2]*

[1] *Universitat Politècnica de València, Валенсия, Испания*

[2] *al-Farabi Kazakh National University, Almaty, Kazakhstan*

The dynamic structure factor and other dynamic characteristics of strongly coupled one-component plasmas are studied using the self-consistent version of the method of moments (SCMM) [1]. The advantage of this approach is that the dynamic characteristics are expressed in terms of the static ones (the static structure factor) without any adjustment to the simulation data and taking the energy dissipation processes into account. A semiquantitative agreement was earlier achieved with simulation data on Coulomb and Yukawa systems including the data on the dynamic local-field correction function [2]. Even better agreement with recent data on the dynamic structure factor of a warm dense electron gas [3] is achieved within the variational modification of SCMM based on the Shannon information entropy maximization procedure applied within the nine-moment approximation [4].

In addition, the static dielectric function and other static characteristics of dense warm charged Fermi liquids are also obtained exclusively from the system static structure factor [5]. These results are in quantitative agreement with the numerical data obtained recently by the path-integral Monte-Carlo method [6]. Alternative theoretical approaches including the standard and extended random-phase approximations were employed as well.

Perspectives of the above methods are outlined.

References:

[1] Yu. V. Arkhipov et al., Phys. Rev. Lett. **119**, 045001 (2017).

[2] Yu. V. Arkhipov et al., Phys. Rev. E **102**, 053215 (2020).

[3] P. Hamann et al., Phys. Rev. B **102**, 125150 (2020) and references therein.

[4] J. Ara, Ll. Coloma, I.M. Tkachenko, *Dynamic properties of classical and quantum one-component plasmas*, Intl. Conf. on the Physics of Non-Ideal Plasmas, Dresden (Germany), September 2021.

[5] T. Dornheim, S. Groth, M. Bonitz, Contrib. Plasmas Phys., **57**, 468 (2017).

[6] J. Ara, Ll. Coloma, I.M. Tkachenko, *Static properties of a warm dense uniform electron gas*, Phys. Plasmas, 2021, 28, 112704 (2021).

* imtk@mat.upv.es

САМОСОГЛАСОВАННАЯ РЕЛАКСАЦИОННАЯ ТЕОРИЯ КОЛЛЕКТИВНОЙ ДИНАМИКИ НЕИДЕАЛЬНОЙ КЛАССИЧЕСКОЙ ОДНОКОМПОНЕНТНОЙ ПЛАЗМЫ

А. В. Мокшин[1], И. И. Файрушин[1, 2]

[1]*Казанский федеральный университет, Казань, Россия*

[2]*Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия*

Однокомпонентная неидеальная плазма является наиболее подходящей многочастичной системой для развития микроскопической теории жидкостей. В основном это связано со специфическим потенциалом межчастичного взаимодействия, а также с достаточно большим массивом имеющихся экспериментальных данных и результатов молекулярно-динамических расчетов, которые могут быть использованы для проверки правильности теоретических выводов [1, 2]. В этом докладе мы представим микроскопическую теорию коллективной динамики частиц (ионов) однокомпонентной плазмы, где только потенциалы взаимодействия и структурные характеристики – радиальная функция распределения частиц и статический структурный фактор используются в качестве входных параметров. Основные экспериментально измеряемые характеристики равновесной коллективной динамики ионов - спектры динамического структурного фактора, законы дисперсии, скорость звука и затухание звука - определяются в рамках теории без использования каких-либо подгоночных параметров. Полученные теоретические результаты сравниваются с результатами известных теоретических моделей и подходов. Это исследование представляет собой прямую реализацию ключевой идеи статистической механики о том, что для теоретического описания коллективной динамики равновесных жидкостей достаточно знать потенциал взаимодействия частиц и характеристики структуры.

Работа поддержана Российским научным фондом (проект № 19-12-00022).

Литература:

[1] Yu.V. Arkhipov et al. *Phys. Rev. Lett.*, **119**, 045001, 2017.
[2] A.V. Mokshin and B.N. Galimzyanov, J. Phys.: Condens. Matter, **30**, 085102

fairushin_ilnaz@mail.ru

THERMAL CONDUCTIVITY OF DUSTY PLASMA AND FLUIDS WITH SOFT INTERACTIONS

S. Khrapak[1]

[1]*Joint Institute for High Temperatures, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

A vibrational model of heat transfer in simple liquids with soft pairwise interatomic interactions is discussed. A general expression is derived, which involves averaging over the liquid collective mode excitation spectrum. The model is applied to quantify heat transfer in three-dimensional strongly coupled one-component plasma and Yukawa (screened Coulomb) fluids used to model dusty (complex) plasmas as well as dense Lennard-Jones liquids. Remarkable agreement with the available numerical results is documented. Some comments on the applicability of this model to heat conduction in two-dimensional liquids are made. Perspectives are briefly discussed.

sergey.khrapak@gmx.de

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРИКАТОДНОЙ ПЛАЗМЫ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА В ГЕЛИИ И ЕЕ ПРИМЕНЕНИЕ В АНАЛИЗЕ ГАЗОВ

А. И. Сайфутдинов[1]

[1]Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н.Туполева- КАИ, Казань, Россия

Доклад посвящен исследованиям нелокальной плазмы отрицательного свечения тлеющего разряда в гелии при низких и высоких давлениях.

В первой части доклада представлены результаты измерений функции распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ) с помощью ленгмюровского зонда при низких давлениях. Показано, что температура основной группы электронов в плазе отрицательного свечения является низкой и составляет доли электронвольта. Продемонстрировано формирование узких пиков на быстрой части ФРЭЭ от быстрых электронов, рожденных в реакциях пеннинговской ионизации примесей молекул воздуха метастабильными атомами гелия.

Во второй части доклада обоснована возможность применения стеночного зонда для измерений быстрой части ФРЭЭ в нелокальной прикатодной плазме при средних и высоких давлениях и получена формула связывающая плотность электронного тока на зонд со спектром быстрых электронов. Представлены результаты регистрации примесей воздуха в гелии в разрядной конструкции с плоскими электродами при средних давлениях и в разряде с микрополыми электродами при атмосферном давлении. Показано, что в микроразрядах с полым катодом, ограничивая внешнюю часть катода, можно добиться, чтоб стеночный электрод располагался непосредственно в области отрицательного свечения с низкой температурой электронов в большем диапазоне разрядных токов, увеличивая одновременно чувствительность в определении спектров быстрых электронов от пеннинговской ионизации примесей метастабильными атомами гелия.

В третьей части доклада продемонстрирована возможность регистрации примесей сложных молекул: углеводородов, спиртов,

аммиака в прикатодной плазме тлеющего разряда в гелии при низких давлениях.

В четвертой части доклада сформулирована самосогласованная гибридная модель прикатодной плазмы отрицательного свечения, включающая кинетическое уравнение Больцмана, записанное в f_0-f_1 приближении в переменных пространственная координата - кинетическая энергия, и системы одномерных диффузионно-дрейфовых уравнений для положительного иона, возбужденных атомов, а также уравнения Пуассона для определения самосогласованного электрического поля в плазме. Численные эксперименты проведены для гелия и аргона при низких давлениях. Численные эксперименты показали удовлетворительное согласие с экспериментальными результатами по температуре основной группы электронов и концентрации заряженных частиц. При этом было показано, что результаты численных расчетов при моделировании прикатодной плазмы отрицательного свечения значительно отличаются от результатов численных расчетов, проведенных в рамках гидродинамического описания с максвелловской ФРЭЭ и с ФРЭЭ, полученной в рамках итеративного решения локального кинетического уравнения с системой гидродинамических уравнений.

Дополнительно проведены численные расчеты, по формированию узких пиков на ФРЭЭ и на дифференциальном потоке от быстрых электронов, рожденных в результате реакций пеннинговской ионизации метастабильными атомами гелия примесей метана и радикалов. Определены минимальные концентрации примесей, которые возможны для регистрации методом плазменной электронной спектроскопии.

Теоретические исследования поддержаны грантом Фонда развития теоретической физики и математики «БАЗИС», проект № 21-1-3-53-1.

Литература:

[1] Kudryavtsev A. Et al . *JINST*, **7**, 07002. (2012)
[2] Yuan C. X. et all. *Phys. Plasmas.* **25**, 104501. 2018
[3] Kudryavtsev A.A. et al. *Physics of Plasmas* **24**, 054507 (2017).
[4] Saifutdinov A. I. et al. *Plasma Sources Sci. Technol.* **30** 017001 (2021)
[5] Chen Zhou *et al. Plasma Sources Sci. Technol.* **30** 117001 (2021)

as.uav@bk.ru

СТАТИСТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ТЕРМИЧЕСКОЙ ПЫЛЕВОЙ ПЛАЗМЫ

И. И. Файрушин[1, 2]

[1]*Казанский федеральный университет, Казань, Россия*

[2]*Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия*

Термическая плазма, содержащая частицы конденсированного вещества различных размеров широко распространена в природе и используется во многих технологических процессах [1]. Например, синтез наночастиц различных веществ в термической плазме атмосферного давления позволяет эффективно получать необходимые по составу и размеру частицы [2].

В данном докладе представлены как обобщение полученных ранее, так и новые результаты по теоретическому описанию электрофизических свойств термической пылевой плазмы. Основой описания является способ рассмотрения данной системы как смеси двух видов плазм: газовой плазмы и плазмы твердого (жидкого) тела, электронная подсистема, которых находится в состоянии статистического равновесия. Условие статистического равновесия выражается через следующее простое соотношение [3]:

$$\mu + q\phi = const. \tag{1}$$

Здесь μ – химический потенциал (энергия Ферми) электронного газа, q – абсолютное значение элементарного электрического заряд, ϕ – потенциал электрического поля. Воспользовавшись соотношением (1) и теоремой Гаусса для электрического поля, получим уравнение Пуассона-Ферми для потенциала ϕ, решение которого позволяет определять зарядовый состав и тем самым электрофизические свойства термической пылевой плазмы.

Литература:

[1] Pustylnik, M. Y., Pikalev, A. A., Zobnin, A. V., Semenov, I. L., Thomas, H. M., & Petrov, O. F. *Contributions to Plasma Physics*. 2021, **61,** e202100126.
[2] Shigeta M., Murphy A. B. *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2011, **44**, 174025.
[3] L. D. Landau, E. M. Lifshitz, Statistical Physics (Oxford: Pergamon Press, 1980).

fairushin_ilnaz@mail.ru

ВЛИЯНИЕ РЕЖИМОВ МАГНЕТРОННОГО РАСПЫЛЕНИЯ НА МОРФОЛОГИЮ ПОВЕРХНОСТИ ПЛЕНОК НИТРИДА АЛЮМИНИЯ

Л. В. Баранова[1,2], В. И. Струнин[1,2], Б. Т. Байсова[1,2], С. В. Жилина[1,2]

[1]*ФГБОУ ВО "ОМГУ ИМ. Ф.М. ДОСТОЕВСКОГО", Омск, Россия*

[2]*ФГБУН "Омский научный центр СО РАН" (Институт радиофизики и физической электроники), Омск, Россия*

При разработке микроэлектронных пьезоэлектрических структур совершенствование технологий получения пленок методом реактивного магнетронного распыления невозможно без выяснения ключевых механизмов влияющих на эффективность процесса осаждения и качество синтезируемого материала. Экспериментальный анализ дает возможность установить закономерности между свойствами пленок и внешними параметрами системы осаждения. Таким образом, направления исследований в области микроэлектронных пьезоэлектрических структур в большей степени связаны с совершенствованием технологии получения пленочных слоев (пьезоэлектрических, металлических и диэлектрических), развитием методов управления характеристиками данных слоев при их получении. [1-4]:

В данной работе исследовалась морфология поверхности пленок нитрида алюминия, сформированных методом магнетронного распыления. Магнетронное распыление характеризуется неравновесными условиями, когда преимущественное направление роста пленки, ее текстура и морфология определяется, как атомарным строением поверхности, на которой происходит рост, так и технологическими режимами процесса распыления. При использовании магнетронного распыления появляется проблема управления свойствами формируемых поверхностей, в частности такими как механические напряжения в пленках и шероховатость поверхности. Задачей, в рамках которой выполнялась данная работа является установление взаимосвязи между технологическими параметрами формирования пленок и их свойствами.

Исследуемые пленки нитрида алюминия формировались на установке нанесения многокомпонентных покрытий STEMS116-01 методом магнетронного распыления алюминиевой мишени на постоянном токе в атмосфере азота и аргона. Пленки осаждались на кремниевые и ситалловые подложки, аргона при низких температурах

(300-400 K) в смеси аргона и азота при мощности, подаваемой на мишень 400-900 Вт. Давление газовой смеси при напылении составляло 0,07 Па.

Методом атомно-силовой микроскопии (АСМ) изучен рельеф поверхности, проанализированы зависимости шероховатости поверхности пленок нитрида алюминия, полученных методом магнетронного распыления от температуры подложки и мощности, подаваемой на мишень.

Измерения были проведены в Аналитико-технологическом инновационном центре «Высокие технологии и новые материалы» (АТИЦ ВТиНМ) НГУ. Рельеф поверхности анализировался методом атомно-силовой микроскопии (АСМ) на микроскопе НТ-МДТ Солвер Некст.

При АСМ измерениях снимались разные участки поверхности, что позволило провести усреднение параметров микрорельефа на разных пространственных масштабах (20x20 мкм, 5x5 мкм и 2x2 мкм). По полученным снимкам рассчитывалось значение Ra - средней шероховатости по профилю (по линии) и Rq - среднеквадратичной шероховатости по профилю (по линии) для различных областей поверхностей пленок. На рис. 1 представлены результаты измерений шероховатостей пленок по профилю в зависимости от температуры подложки.

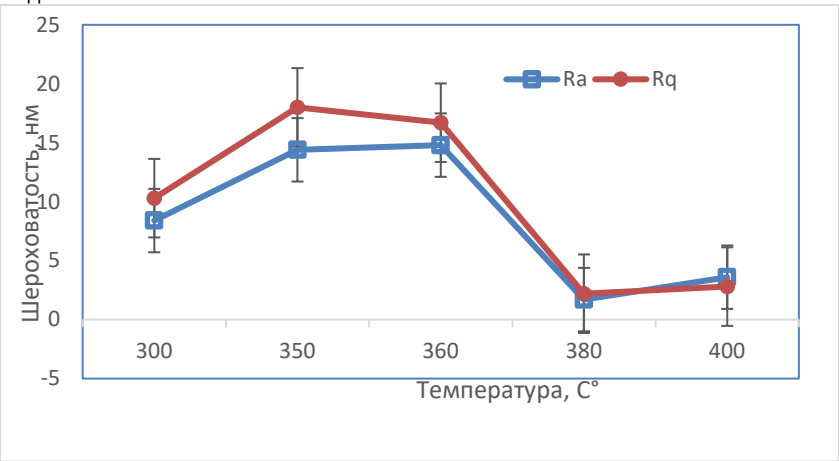


Рисунок 1. Зависимости шероховатости пленок нитрида алюминия от температуры подложки.

Начиная с температуры 360^{0}С шероховатость уменьшается и при температурах подложки 380 – 400 ^{0}С становится стабильно низкой.

Затем исследовалось влияние мощности, подаваемой на мишень на шероховатость поверхности, зависимости были получены для температур подложки 300^0C, 350^0C, 390^0C. На рис.2. представлена диаграмма зависимости шероховатости от мощности при температуре 300^0C.

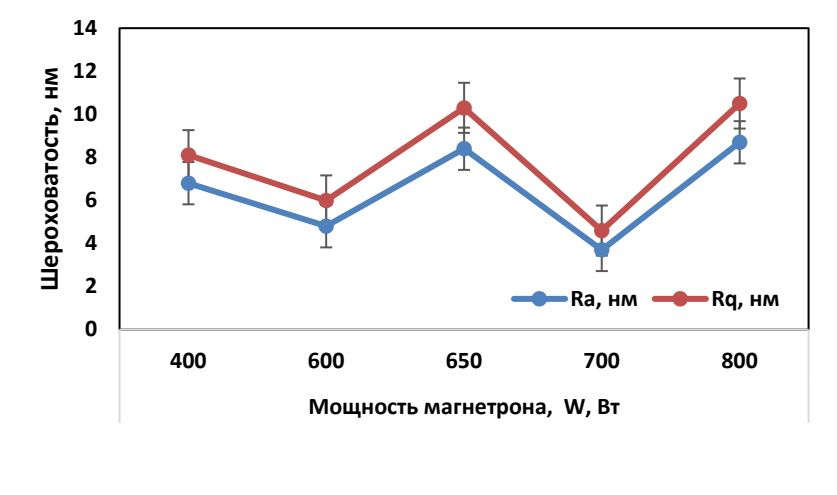


Рисунок 2. Зависимости шероховатости пленок нитрида алюминия от мощности на мишени.

При мощностях на мишени 400-600 и при мощности 700 Вт пленки имеют низкую шероховатость поверхности, при мощности в 650 и 800 Вт наблюдается увеличение шероховатости практически в 3 раза.

ВЫВОДЫ

Методом АСМ определены значения Ra - средней шероховатости и Rq - среднеквадратичной шероховатости по профилю для различных областей поверхностей пленок при разных температурах формирования пленки и разной мощности магнетрона.

В пленках, выращенных при температурах подложки от 300 до 360°C, шероховатость поверхности, как объемная, так и по профилю, увеличивается с 5-ти до 20-ти нм, на поверхности пленок образуется островковая мезоструктура, при дальнейшем увеличении температуры до 380°C шероховатость становится меньше 5 нм, происходит некоторое выравнивание рельефа. Это может быть объяснено тем, что при данной температуре скорость роста увеличивается и легче происходит поверхностная миграция осаждаемых атомов, поверхность становится более совершенной. При дальнейшем повышении температуры подложки шероховатость остается стабильно низкой для данного способа получения

пленок. При изменении мощности магнетрона в пределах от 400 до 900 Вт шероховатость поверхности невысокая, составляет от 4-х до 8-ми нм, увеличение шероховатости при мощностях 650 и 800 Вт объясняется тем, что при этих температурах для данной температуры подложки происходит изменение фазового состава пленки, которое приводит к изменениям параметров кристаллической решетки пленок и росту шероховатости.

Работа выполнена по государственному заданию Омского научного центра СО РАН (код научной темы FWEE-2021-0005).

Авторы благодарят сотрудников Аналитико-технологического инновационного центра «Высокие технологии и новые материалы» (АТИЦ ВТиНМ) НГУ.

Литература:

1. Занавескин М.Л., Занавескина И.С., Рощин Б.С., Асадчиков В.Е., Азарова В.В., Грищенко Ю.В., Толстихина А.Л. Исследование шероховатости поверхности методами атомно-силовой микроскопии, рентгеновского рассеяния и дифференциального рассеяния света. // Вестник Московского университета. Серия 3: физика. Астрономия, № 3, 2006, с. 80-82.
2. Каменева А.Л., Сушенцов Н.И., Клочков А**.** Зависимость морфологии, свойств, теплового и напряженного состояния пленок от технологических параметров магнетронного распыления. // Технология металлов №11, 2010.
3. Кузнецова Е.А., Амбарцумов М.Г., Медведев А.Е., Шевченко И.М. Исследование тонких пленок нитрида алюминия методом контактной атомно-силовой микроскопии. // Издательство: ООО ИД "ТЭСЭРА". 2018.].
4. Баранова, Л. В. Сглаживание шероховатости поверхности пленок нитрида алюминия, полученных методом магнетронного распыления / Л. В. Баранова, В. И. Струнин // Динамика систем, механизмов и машин. – 2020. – Т. 8. – № 4. – С. 7-11. – DOI 10.25206/2310-9793-8-4-7-11.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ МОЩНЫХ ЭЛЕКТРОРАЗРЯДНЫХ ИСТОЧНИКОВ УФ-ИЗЛУЧЕНИЯ И УДАРНЫХ ВОЛН

П. Д. Бросин[1], В. В. Кузенов[1], С. В. Рыжков[1]

[1]МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, РФ

Электроразрядные плазменные источники излучения высокой спектральной яркости и ударных волн являются самостоятельным классом разрядов, осуществляемых при мощном до 10 ГВт импульсном (время разряда 10-500 мкс) разряде основного накопителя энергии на межэлектродный промежуток специальной конфигурации [1-12]. Подводимая к разряду электромагнитная энергия в условиях протекания импульсных токов высоких амплитуд 10 кА - 1 МА преобразуется во внутреннюю, кинетическую и радиационную энергию формируемого плазменного образования или потока.

В зависимости от вида преобладающего механизма нагрева плазмы все известные электроразрядные источники указанного диапазона параметров могут быть подразделены на два основных типа:

- электроразрядные источники с омическим механизмом нагрева плазмы током высокой амплитуды и плотности до 1 МА/см^2, при котором преобразование во внутреннюю энергию обусловлено джоулевым механизмом диссипации энергии и связано с передачей энергии электронов, ускоренных внешним электрическим полем, тяжелым частицам плазмы в результате упругих и неупругих столкновений;
- электроразрядные источники с плазмодинамическим механизмом нагрева плазмы, работающие на эффекте ударно-волнового торможения предварительно ускоренного электромагнитными силами плазменного образования (потока) и термализации направленной кинетической энергии тяжелой компоненты.

К источникам излучения с омическим нагревом, или иначе – сильноточным излучающим разрядам (СИР) относятся разряды, в которых действие собственных электромагнитных сил направлено на магнитную локализацию формирующегося в межэлектродном зазоре плазменного образования. При этом роль кинетической энергии плазмы в энергобалансе разряда должна быть минимальной при максимально эффективном преобразовании джоулевой энергии непосредственно во внутреннюю энергию плазмы. Следует отметить, что сам омический механизм нагрева

плазмы будет эффективен при условии превышения скорости передачи энергии от электронов к ионам над скоростью передачи энергии электрического поля к электронам. Это условие выполняется при ограничении плотности тока разряда *j* величиной $j_{кр} \approx en_e \left(3kT/M\right)^{1/2}$, значение которой в характерных случаях $n_e \approx 10^{18} \div 10^{20}$ см$^{-3}$, $T \approx 10 \div 100$ эВ составляет $j_{кр} \leq 1$ МА/см^2. Кроме того, эффективный ввод джоулевой энергии в плазму таких разрядов должен осуществляться в условиях ограничения теплового расширения нагреваемой плазмы, т.е. при ограничении характерного поперечного размера *b*, так как при этом реализуются наибольшие значения активного сопротивления плазмы $R_{пл} \approx L/\left[\pi b^2 \sigma(T)\right]$ (где *L* - длина межэлектродного зазора, σ - проводимость плазмы с температурой *T*). В СИР поперечное ограничение плазменного канала может осуществляться не только магнитным полем, но и газом и твердыми стенками.

Наиболее перспективными, с точки зрения повышения яркостных температур плазмы СИР, являются так называемые открытые разряды, развивающиеся в неограниченной (или частично ограниченной) твердыми стенками среде: открытые СИР в вакууме и газах. В соответствии с действующими факторами, обеспечивающими ограничение быстрого расширения плазменного канала, все открытые СИР подразделяются на:

- вакуумные открытые неограниченные разряды с действием только сжимающих электромагнитных сил;
- вакуумные открытые поверхностные разряды с действием сжимающих электромагнитных сил и твердой диэлектрической поверхностью;
- газовые открытые неограниченные разряды (ОНР), с действием сжимающих электромагнитных сил и противодавления окружающего разряд газа;
- газовые открытые поверхностные разряды (ОПР), в которых ограничения теплового расширения плазмы осуществляется одновременно электромагнитными силами, внешней газовой средой и твердой поверхностью.

Магнитогазодинамический (МГД-режим) имеет место в некотором интервале значений средней удельной электрической мощности $P_{эл} \in \left[P_{кр1},\ P_{кр2}\right]$. Критерием, определяющим окончание МГД-режима, является полная деградация газодинамического разрыва (ГД-разрыва), как внешней границы разрядов. Физические причины, обуславливающие выход

разрядов из МГД-режима, связаны с усилением (с ростом *P*эл) действующих в разрядной зоне радиационных потоков и электромагнитных сил. При значениях *P*эл > *P*кр2 величина, поглощенных областью ГД-разрыва, потоков излучения должна оказаться достаточной для прогрева за время $\leq t_1/2$ всей пограничной области ГД-разрыва до температур, при которых в ней протекает ток, и, возникающие тормозящие электромагнитные силы будут превышать динамическое давление газа в ГД-разрыве, обуславливая тем самым радиационно - магнитогазодинамический эффект исчезновения области ГД-разрыва и перехода разрядов в квазипинчевой режим.

Величины критических значений удельной электрической мощности *P*кр2, которые являются верхней границей существования МГД-режима, зависят от типа разряда и свойств окружающей среды. Как показали расчеты, для ОНР в аргоне *P*кр2 ~ 140 МВт/см, а для ОПР в аргоне *P*кр2 ~ 300 МВт/см. Т.е. *P*кр2 для ОПР в аргоне приблизительно в два раза превышает *P*кр2 для ОНР в аргоне. Основная причина такого различия *P*кр2 заключается в различие скоростей движения ГД-разрыва для ОНР и ОПР. Для ОПР более высокие скорости и уровни значений скоростного напора $\rho_1 D_м^2/2$ газа в ГД-разрыве требует для его торможения больших значений электромагнитных сил, действующих в области ГД-разрыва, а следовательно, и более высоких значений *P*эл.

Существенное влияние на значение *P*кр2 оказывают оптические свойства окружающего газа. Необходимым условием, определяющим возможность полной деградации ГД-разрыва, является условие проникновения излучения, генерируемого высокотемпературной плазменной областью разряда, в газовый слой ГД-разрыва с интенсивностью и спектральными свойствами, обеспечивающих нагрев этого слоя до температур *T*1 ~ 20 kK, при которых эффективно начинает действовать тормозящая электромагнитная сила. Характерным оптическим свойством воздушной среды является относительно низкая величина спектральной границы “окна прозрачности” холодного (*T* < 15 kK) воздуха – $h\nu_{гр} \approx 6$ эВ. Увеличение *P*эл приводит к росту температуры плазменной зоны *T*2 и смещению максимума спектра излучения в область коротковолнового диапазона ($h\nu_м \approx 3kT_2$ эВ). При характерных для МГД-режима (*P*эл > 40 МВт/см) значениях температуры плазменной зоны разряда *T*2 > 40 kK основная часть теплового излучения, генерируемого высокотемпературной плазмой, находится в области коротковолнового излучения с энергией квантов $h\nu_м > 12$ эВ и как видно находится вне “окна

прозрачности" холодного (T < 15 kK) воздуха. Излучение не может проникнуть в ГД-разрыв, нагреть его до температуры $T1$ ~ 20 kK и за время первого полупериода t_1 обеспечить условия необходимые для полной деградации ГД-разрыва.

В работе приведен элемент иерархии радиационно-плазмодинамических математических моделей, которые предназначены для исследования импульсных электроразрядных источников различного класса. С помощью выполненных расчетных исследований получены данные о радиационно-плазмодинамических процессах и явлениях в импульсных эрозионных электроразрядных источниках УФ-излучения и ударных волн различного типа. Для этих разрядов установлены критерии, которые определяют режимы осуществления разряда, различающиеся степенью влияния электромагнитных процессов, и, как следствие, динамикой формирования и пространственными распределениями параметров плазмы. Кратко описан эффект радиационно-магнитной деградации ударной волны, проявляющийся в уменьшении степени сжатия газа на фронте (по сравнению с адиабатой Гюгонио), и имеющий место в условиях радиационной ионизации газа в районе фронта и действия тормозящих электромагнитных сил.

Литература:

[1] Бугримов С.Н., Камруков А.С., Кашников Г.Н. и др. Высокояркостный импульсно-периодический источник УФ излучения на основе линейно-стабилизированного поверхностного разряда // Квантовая электроника. 1986. Т. 13, №1. С. 76-85.
[2] Камруков А.С., Козлов Н.П., Протасов Ю.С., Шашковский С.Г. Высокояркостные источники теплового ВУФ излучения на основе плазмодинамических МПК-разрядов в газах // ТВТ. 1989. Т. 27. С. 152-170.
[3] Kuzenov V.V., Ryzhkov S.V., Frolko P.A. Numerical simulation of the coaxial magneto-plasma accelerator and non-axisymmetric radio frequency discharge // Journal of Physics: Conference Series. 2017. V. 830. P. 012049.
[4] Гришин Ю.М., Козлов Н.П., Кузенов В.В. О модификации метода Глимма для решения уравнений газовой динамики // ЖВМ и МФ. 1994 Т. 34 С. 1489.
[5] Кузенов В.В., Рыжков С.В., Фролко П.А., Шумаев В.В. Математическая модель импульсного плазменного двигателя с предионизацией геликонным разрядом **//** Труды МАИ. 2015. № 82.
[6] Ryzhkov S.V., Kuzenov V.V. Analysis of the ideal gas flow over body of basic geometrical shape **//** International Journal of Heat and Mass Transfer. 2019. V. 132. P. 587-592.

[7] Клименко Г.К., Кузенов В.В., Ляпин А.А., Рыжков С.В. Учебник: Расчет, моделирование и проектирование генераторов низкотемпературной плазмы. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2021. 264 с.
[8]. Ryzhkov S.V., Kuzenov V.V. New realization method for calculating convective heat transfer near the hypersonic aircraft surface // ZAMP. 2019. V. 70. P. 46.
[9] Гришин Ю.М., Козлов Н.П., Кузенов В.В. Об эффекте деградации УВ в сильноточных излучающих разрядах в газах атмосферного давления, Письма в ЖТФ // 1998. Т. 24. С. 71-75.
[10] Гришин Ю.М., Козлов Н.П., Кузенов В.В. Об особенностях спектрально-яркостных характеристик импульсных излучающих поверхностных разрядов в плотных газах // ТВТ. 1998. Т. 36. С. 187-193.
[11] Kuzenov V.V., Ryzhkov S.V. The Qualitative and Quantitative Study of Radiation Sources with a Model Configuration of the Electrode System // Symmetry. 2021. V. 13 (6). P. 927.
[12] Kuzenov V.V., Ryzhkov S.V. Numerical Simulation of Pulsed Jets of a High-Current Pulsed Surface Discharge // Computational Thermal Sciences. 2021. V. 13. P. 45-56.

* svryzhkov@bmstu.ru
** pavel.brosin@mail.ru

ИССЛЕДОВАНИЯ ВЛИЯНИЯ ИСПАРЕНИЯ МАТЕРИАЛА ЭЛЕКТРОДОВ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ДУГОВОГО РАЗРЯДА

А. И. Сайфутдинов[1]

[1]Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н.Туполева-КАИ, Казань, Россия

В работе получили развитие самосогласованные модели газовых разрядов постоянного тока, описывающие процессы, протекающие в газоразрядном промежутке и в электродах [1-2]. В представленной работе произведен учет влияния испарения материала электродов на распределения основных параметров плазмы в дуговых разрядах атмосферного давления в аргоне с графитовыми (тугоплавкими) электродами и медными (нетугоплавкими) электродами, поддержание тока в которых обеспечивается термоэлектронной эмиссией и термоавтоэлектронной эмиссией, соответственно.

Помимо плазмохимических процессов в аргоне [1] для разряда с графитовыми электродами был составлен достаточно подробный набор плазмохимических реакций, учитывающий формирование нейтральных частиц углерода C, C_2, C_3, их ионов C^+, C_2^+, C_3^+ и возбужденных состояний C^*, C_2^*, C_3^*. Для разряда с медными электродами учитывался набор элементарных процессов с участием атомов меди, взятый из работ [3], в которых учитывались процессы с образование атомарных ионов меди.

В результате численных экспериментов в широком диапазоне вкладываемой мощности в рамках одномерной геометрии было исследовано влияние испарения материала электродов на характеристики дугового разряда. Показано, что при достижении критического значения плотности тока наблюдается скачкообразное изменение параметров плазмы: на вольт-амперной характеристики разряда и на зависимостях усредненных по газоразрядному промежутку значений концентраций заряженных частиц от плотности тока. Наблюдается переход от дугового разряда в атмосфере аргона к дуге в парах углерода или в парах меди.

Литература:

[1] A. I. Saifutdinov et all. *JETP Lett.* **104**, 180–185 (2016).
[2] A. I. Saifutdinov *J. Appl. Phys*. **129**, 093302 (2021).
[3] M. Baeva *et all. J. Phys. D: Appl. Phys.* **54** 025203 (2021).
as.uav@bk.ru

СИНТЕЗ УГЛЕРОДНЫХ И МЕТАЛЛИЧЕСКИХ НАНОСТРУКТУР В ГАЗОРАЗРЯДНОЙ ПЛАЗМЕ

А. О. Софроницкий[1]

[1]КНИТУ-КАИ им. А.Н. Туполева, Казань, Россия

При ионном распылении распыляемый материал как правило осаждается на подложку в виде однородной пленки. Предлагается вынести распыляемый материал поперечным потоком газа из области разряда и осадить на подложке в виде наночастиц. В результате экспериментов удалось синтезировать металлические и металл-оксидные микро- и наночастицы.

С целью обеспечения наилучшего взаимодействия тлеющего разряда с жидкими углеводородами, предлагается использовать магнитное поле для придания разряду «стелющейся» формы. В образцах сажи, полученной при данном эксперименте обнаружены длинные углеродные нанотрубки и фуллерены. Помимо них также полезными продуктами при разложении жидких углеводородов являются углеводородные газы.

Способ синтеза углеродных нанотрубок с помощью утопленного в жидкие углеводороды дугового разряда был усовершенствован вращающимися электродами. Таким образом была обеспечена непрерывность процесса синтеза углеродных нанотрубок. При разложении жидких углеводородов с помощью электрической дуги, помимо УНТ, были получены полезные продукты – углеводородные газы.

Был апробирован способ синтеза углеродных нанотрубок путем воздействия скользящего разряда на жидкие углеводороды. Нанотрубки, синтезированные в таком разряде, имеют зигзагообразную форму.

artempic8@mail.ru

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ ДЛЯ ДЕКОНТАМИНАЦИИ ТИТАНОВЫХ ИМПЛАНТАТОВ

Е. Сысолятина[1], А. Петряков[2], М. Абдулкадиева[3, 4], Е. Васильева[1, 3], В. Барсук[2], Ю. Акишев[2], С. Ермолаева[1]

[1]ФГБУ "НИЦЭМ им. Н.Ф. Гамалеи" Минздрава России, Москва, Россия

[2]АО "ГНЦ РФ ТРИНИТИ", Троицк, Россия

[3]ОИВТ РАН, Москва, Россия

[4]ФГАОУ ВО «Российский университет дружбы народов», Москва, Россия

Введение. Адгезия бактериальных клеток на титановые имплантаты с последующим формированием на них биопленок до сих пор является основной причиной неудачной остеоинтеграции, несмотря на использование различных покрытий, предотвращающих колонизацию поверхности медицинских изделий микроорганизмами и улучшающих адгезию остеобластов [1]. Обработка поверхностей низкотемпературной плазмой (НТП) не только модифицирует их, увеличивая гидрофильность, но и является антибактериальной [2, 3]. Целью данной работы была оценка потенциала использования низкотемпературной плазмы для антибактериальной обработки титановых имплантатов и подбор оптимальных режимов антимикробного плазменного воздействия.

Результаты

Модификация поверхности с использованием НТП. Титановые образцы марки VT6, напечатанные с помощью 3D принтера, были обработаны струей аргоновой плазмы при атмосферном давлении. Плазменная струя создавалась коаксиальным барьерным разрядом с частотой 100 кГц и мощностью 8 Вт. Скорость струи на выходе из плазменного источника составляла 30 м/с. Расстояние от выхода источника до обрабатываемого образца составляло 15 мм. Изучение элементного состава модифицированной поверхности при помощи электронной микроскопии показало, что плазменная обработка приводила к образованию тонкого слоя оксида титана (I) и/или (II) (рис.1).

Для оценки свойств титановой поверхности, модифицированной НТП, на обработанный плазмой диск (3 раза по 120 с) наносили 10^6 клеток метициллин-устойчивого золотистого стафилококка *Staphylococcus aureus* (MRSA) и инкубировали в течение 1ч, а также погружали в бактериальную суспензию на 24 ч для формирования биопленок. После инкубации

окрашивали образцы витальным красителем Live/Dead и делали микрофотографии и смывы с поверхности диска. В качестве контроля использовали необработанный диск.

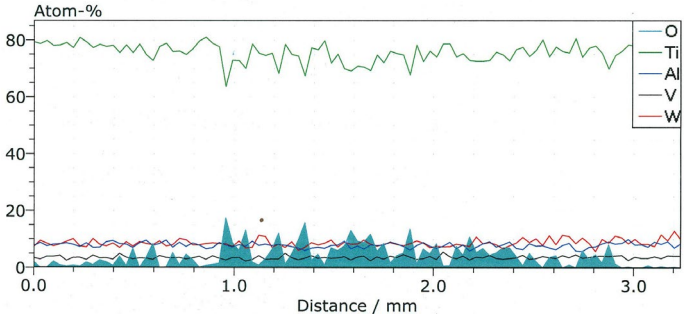
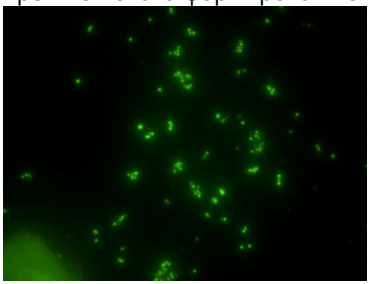


Рисунок 1. Радиальное распределение содержания кислорода (в Atom-%) на обработанной аргоновой плазмой поверхности титана. Расстояние 0-0,2 – не обработанная поверхность, 0,2-2,9 – обработанная.

Бактерицидный эффект плазменной предобработки (модификации поверхности)

Было установлено, что шероховатая поверхность, предварительно модифицированная НТП, обладала слабыми антибактериальными свойствами в отношении MRSA при полном высушивании бактерий на образце (рис.2). В среднем плазменная предобработка приводила к снижению обсемененности поверхности диска, контаминированного *S. aureus* MRSA, на 44,3±5%. При этом плазменная предобработка титана не препятствовала формированию на нем биопленок (данные не приведены).


A

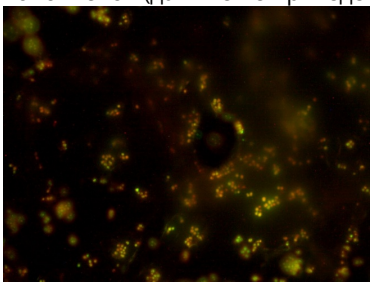
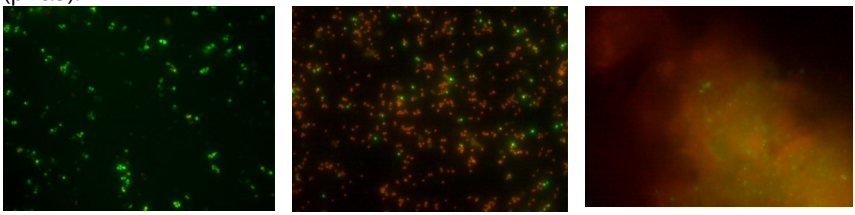

B

Рисунок 2. Эффект плазменного облучения поверхности имплантатов на жизнеспособность клеток *S.aureus* MRSA. А – контроль, В – обработанный НТП образец. Зеленым окрашены живые бактерии, красным – с поврежденной клеточной стенкой.

Прямой бактерицидный эффект плазменной обработки

Прямой бактерицидный эффект аргоновой НТП оценивали на титановых дисках с полированной и шероховатой поверхностями. Суспензию *S. aureus* наносили на образец, инкубировали диски в термостате до полного высыхания, после чего обрабатывали НТП в течение 60, 120 и 300 с на расстоянии 15 мм. В качестве контроля использовали необработанный диск. Аналогично предыдущим экспериментам проводили окрашивание клеток красителем Live/Dead и делали смывы с последующей серией десятикратных разведений.

Было показано, что эффективность прямой плазменной обработки зависела от геометрических свойств поверхности. Так, на полированных дисках после 60 с обработки НТП уже появлялись поврежденные бактерии, а после 300с они превалировали в полях зрения. На поверхности шероховатых дисков бактерии, находящиеся в зоне видимости, в основном, были живыми, хотя после 300 с образовались конгломераты, состоящие из смеси поврежденных и живых бактерий (рис.3).



Контроль | Полированный диск 300с | Шероховатый диск 300с

Рисунок 3. Бактерицидный эффект прямой плазменной обработки

Подсчет выживших бактерий подтвердил данные, полученные с помощью флуоресцентной микроскопии. Плазменная обработка гладкого титанового диска приводила к снижению обсемененности в 154,2, 563,3 и 187,0 раз после 60, 120 и 300 с облучения, соответственно. При этом поверхность шероховатого диска намного лучше защищала бактерии. 60 с облучения приводило к падению количества живых бактерий в 6,7 раза, а увеличение времени экспозиции до 120 и 300 с уменьшало количество выживших бактерий всего в 14,4 и 25,1 раза, соответственно (рис.4).

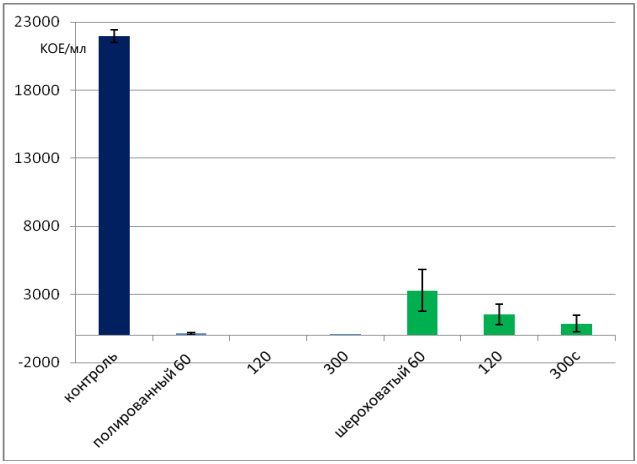


Рисунок 4. Бактерицидный эффект прямого плазменного воздействия на бактерии, находящиеся на полированных и шероховатых образцах

Таким образом, было установлено, что 1) плазменная предобработка образца приводит к образованию пленки из оксида титана, которая обладает слабым бактерицидным действием; 2) прямая плазменная обработка полированного титанового диска в течение 120 с снижает обсемененность *S.aureus* в 563 раза; 3) рельеф титановой поверхности играет первостепенную роль в деконтаминации: бактерии на шероховатой поверхности лучше защищены от прямого плазменного воздействия, чем на полированной.

Литература:

[1] Damiati,L. et.al. Impact of surface topography and coating on osteogenesis and bacterial attachment on titanium implants. J Tissue Eng. 2018; 9: 2041731418790694. doi: 10.1177/2041731418790694

[2] Ermolaeva S. et al. Bactericidal effects of non-thermal argon plasma in vitro, in biofilms and in the animal model of infected wounds. J. Med. Microbiol. 2011. 60:75-83

[3] Sysolyatina E. et al. Role of the charged particles in bacterial inactivation by plasma of a positive and negative corona in ambient air. Plasma Processes and Polymers 2014 11: 315–334 DOI: 10.1002/ppap.201300041

elena.sysolyatina84@gmail.com

РАСЧЕТ ПАРАМЕТРОВ ВЧИ-РАЗРЯДА ПОНИЖЕННОГО ДАВЛЕНИЯ В 2D ПОСТАНОВКЕ

А. Ю. Шемахин[1], В. С. Желтухин[1, 2], Т. Н. Терентьев[1], Е. С. Самсонова[1]

[1]*Казанский (приволжский) федеральный университет, Казань, Россия*

[2]*Казанский национальный исследовательский технологический университет, Казань, Россия*

В данной работе исследуется модель высокочастотной индукционно-связанной плазмы (ИСП) при пониженном давлении (13.3-133 Па) в приближении сплошной среды.

Модель реализована в 2D осесимметричной постановке, радиус разрядной трубки составляет 12 мм, высота: 200 мм. Радиус индуктора: 29 мм, частота тока подаваемого на индуктор: 1.76 МГц. Газ в разрядной трубке – аргон, давление на выходе (сверху трубки): 113 Па.

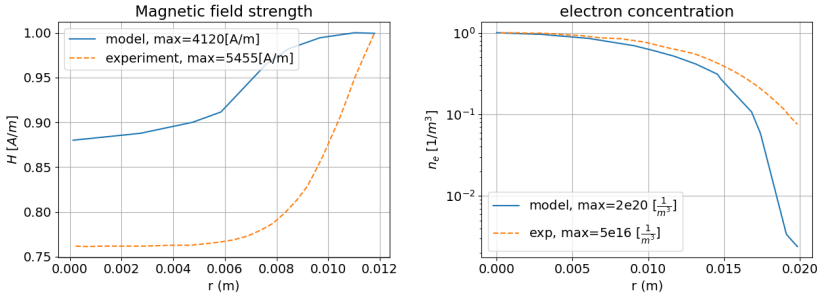
Расчет произведен в программном комплексе COMSOL Multiphysics 5.6 (модули plasma, magnetic fields, heat transfer и laminar flow, лицензия No 9602172) на основе уравнений Навье-Стокса для сжимаемой среды (число Маха < 0.3); уравнений Максвелла для расчета напряженностей электромагнитных полей; уравнения непрерывности электронной компоненты плазмы[1].

Модель учитывает реакции возбуждения нейтральных частиц, ионизации нейтральных и возбужденных частиц, рекомбинации возбужденных частиц и ионов аргона. На стенках использованы следующие граничные условия: поток частиц через стенку отсутствует, частицы не прилипают к стенкам, потенциал на границах равен нулю, возбужденные и ионизованные частицы при попадании на стенку рекомбинируют.

Применимость уравнений Навье-Стокса с условием неприлипания ограничена числом Кнудсена Kn $\lesssim$ 0.1 [2]. Для рассматриваемой модели оно составило Kn≈0.01-0.1, что удовлетворяет условию применимости.

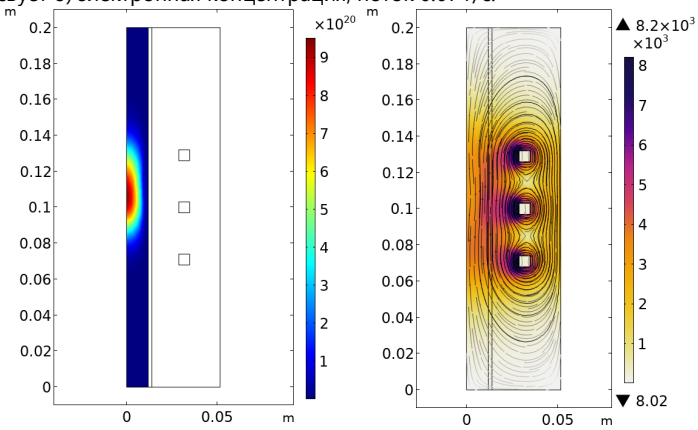
Верификация модели проводилась путем сопоставления результатов модели с экспериментом [3] и показана на рисунке 1. Как видно из рисунка 1 (а), магнитное поле в эксперименте падает к центру трубки больше, чем в модели. Форма распределения определяется распределением заряженных частиц, в том числе концентрацией электронов, которая показана на рисунке 1 (б).

В ходе численного эксперимента определены распределения концентрации электронов, электронной температуры, напряженности магнитного поля, давления в разрядной трубке. Поток аргона поступает в разрядную камеру снизу, расход газа G=0.04 г/с (рис. 2).



а б

Рисунок 1. Сравнение модели с экспериментом [3]: а) магнитное поле, поток газа отсутсвует б) электронная концентрация, поток 0.07 г/с.



а б

Рисунок 2. Распределения: а) концентрации электронов [1/м^2], б) напряженности магнитного поля [A/m] в разрядной трубке с потоком аргона 0.04 г/сек.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект No 19-71-10055).

Литература:

[1] Brezmes, Angel Ochoa, and Cornelia Breitkopf. "Fast and reliable simulations of argon inductively coupled plasma using COMSOL." Vacuum 116 (2015): 65-72.

[2] Kara, Vural, Victor Yakhot, and Kamil L. Ekinci. "Generalized Knudsen number for unsteady fluid flow." Physical review letters 118.7 (2017): 074505.

[3] I.Sh. Abdullin, V.S. Zheltukhin and N.F. Kashapov. “Radio-frequency plasma jetting of materials at reduced pressures: Theory and practice of application.” Kazan: Izd. Kaz. Un-ta (2000).

* terentievt@yandex.ru

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЫСОКОЧАСТОТНОЙ ПЛАЗМЫ ПОНИЖЕННОГО ДАВЛЕНИЯ ДЛЯ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ВАКУУМНОЙ КАМЕРЫ С ЗАРЯЖЕННЫМ ОБРАЗЦОМ В ПОТОКЕ

А. Ю. Шемахин[1], В.С. Желтухин[1, 2]

[1]Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань, Россия

[2]Казанский национальный исследовательский технологический университет, Казань, Россия

Для моделирования процессов в высокочастотной плазме пониженного давления с продувом газа разработана гибридная математическая модель при числах Кнудсена 0.01 – 1.0 для несущего газа. Модель включает начально-краевую задачу для кинетического уравнения Больцмана, описывающего функцию распределения несущего нейтрального газа, краевые задачи для уравнения неразрывности электронной, ионной и метастабильной компонент, уравнения сохранения энергии электронов, для ВЧ-уравнений Максвелла в форме телеграфных уравнений и уравнения Пуассона для потенциальной составляющей поля.

Для решения системы задач разработан гибридный численный метод, который включает в себя модифицированный метод Г.Бёрда для несущего газа и метод конечных объемов для расчета распределений электронной температуры и концентрации, преобразованных уравнений Максвелла.

Расчеты проведены для потока ВЧ-плазмы аргона, генерируемого в вакуумной камере радиусом входного отверстия 12 мм, радиусом камеры 48 мм и длиной 128 мм. На входном сечении вакуумной камеры задавались давление 60 Па, температура 450 К, и скорость 10 м/с.

Приводятся результаты расчета электрической напряженности, концентрации электронов, ионов и метастабилей, потенциальной составляющей электромагнитного поля в цилиндрической вакуумной камере.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 19-71-10055).

shemakhin@gmail.com

УСЛОВИЕ САМОСОГЛАСОВАНИЯ ПАРАМЕТРОВ УСТАНОВИВШЕГОСЯ ВЧИ РАЗРЯДА ПРИ ПОНИЖЕННОМ ДАВЛЕНИИ

В. С. Желтухин[1, 2], А. Ю. Шемахин[2], Т. Н. Терентьев[2], Е. С. Самсонова[1, 2]

[1]КНИТУ, Казань, Россия

[2]К(П)ФУ, Казань, Россия

Система краевых задач для уравнений Максвелла, уравнения баланса электронов и уравнения электронной теплопроводности, представляющая собой модель ВЧИ разряда пониженного давления обсуждается как двухпараметрическая задача на собственные значения. Система рассматривается со смешанными граничными условиями.

Показано, что спектральным параметром задачи является значение напряженности электрического поля на границе разряда, а свободным параметром – значение концентрации электронов в центре плазменного сгустка. Разработанный подход позволяет установить связь между внешним параметром разряда (ток индуктора) и внутренними параметрами: концентрация электронов, электронная температура, напряженности магнитного и электрических полей.

Приводятся результаты численных экспериментов, подтверждающие эффективность предложенного подхода.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 19-71-10055).

ek.s.pavlova@gmail.com

АТОМНО-СЛОЕВОЕ ТРАВЛЕНИЕ ОКСИДА АЛЮМИНИЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ОСАЖДЕНИЯ ПОЛИМЕРНОЙ ПЛЕНКИ И БОМБАРДИРОВКИ ИОНАМИ АРГОНА ИЗ ПЛАЗМЫ

В. О. Кузьменко[1, 2], А. В. Мяконьких[1]

[1]*Физико-технологический институт им. К.А. Валиева РАН, Москва, Россия*

[2]*Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Москва, Россия*

Масштабирование элементов интегральных схем привело к тому, что в современных интегральных схемах применяются ультратонкие слои различных диэлектриков, толщины которых могут составлять несколько нанометров. Кроме того, одним из важнейших требований является минимальное количество дефектов кристаллической структуры, возникающих в процессе обработки в наноразмерных полупроводниках, которые приводят к деградации свойств приборов. Дефекты в диэлектриках приводят к повышению токов утечки. Технология атомно-слоевого травления должна позволить добиться предельной точности при травлении тонких слоев и минимизировать повреждения нижележащих слоев. Атомно-слоевое травление различных диэлектриков активно исследуется для различных применений в наноэлектронике. Атомно-слоевое травление оксида кремния актуально для удаления естественного оксида для изготовления электрического контакта к кремнию [1]. Травление диэлектриков с высокой диэлектрической проницаемостью, таких как HfO_2 и Al_2O_3, толщиной в несколько нанометров необходимо для формирования подзатворного диэлектрика в современных интегральных схемах [2].

Идея атомно-слоевого травления заключается в последовательном циклическом проведении двух самонасыщающихся физико-химически процессов (шагов): модификации поверхности травящегося материала и удаление модифицированного слоя. Самонасыщаемость шагов означает, что с течением времени шага процесс, идущий на этом шаге, достигает конечного состояния и при дальнейшем увеличении времени не идет. Самонасыщаемость шагов в процессе делает атомно-слоевое травление процессом обратным известному процессу атомно-слоевого осаждения. В результате насыщения шагов при травлении возникает диапазон

параметров процесса, в котором количество вытравленного материала за цикл не зависит от значений параметров. Этот диапазон называют технологическое окно процесса. Наиболее перспективными являются процессы атомно-слоевого травления, осуществляемые с использованием современных источников плотной индуктивно-связанной плазмы, уже применяемых в микроэлектронике для процессов непрерывного травления.

Эксперимент по атомно-слоевому травлению Al_2O_3 был проведен в типичной для микроэлектронной промышленности технологической установке плазмохимического травления Plasmalab 100 (Oxford Instruments). Камера имеет форму цилиндра с алюминиевыми стенками диаметром 38 см и высотой 45 см. Камера откачивается турбомолекулярным насосом до базового вакуума ~10^{-6} Торр. Рабочие газы подаются в камеру с использованием регуляторов массового расхода газа. Индуктивно-связанная плазма (ICP) возбуждается индуктором, подключенным к ВЧ-генератору частотой 2 МГц. К столу, на котором закрепляется пластина, подключен ВЧ-генератор электрического смещения. Измерения толщин проводились методами спектральной эллипсометрии, структуры травления исследовались при помощи электронной микроскопии. Цикл исследованного процесса в развертке по времени представлен на рисунке 1.

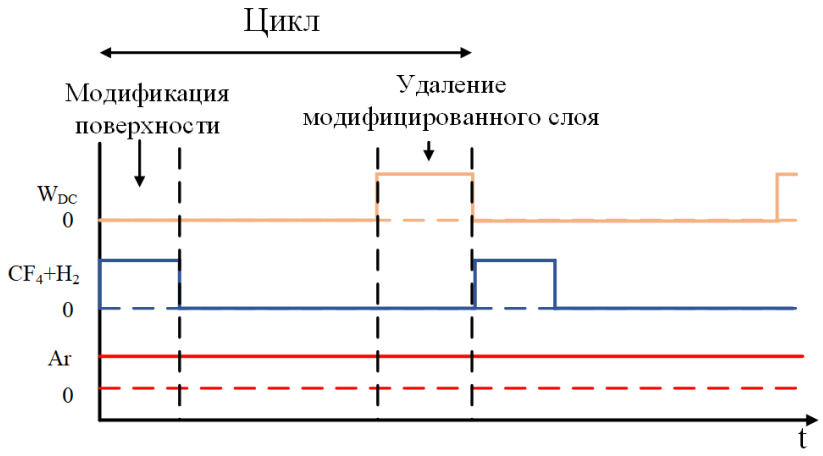


Рисунок 1. Изменение основных параметров процесса в цикле в зависимости от времени

В настоящей работе был рассмотрен подход к атомно-слоевому травлению, в котором модифицированный слой на поверхности создается за счет осаждения полимерной фторуглеродной пленки из плазмы, удаление модифицированного слоя и травление поверхностного слоя оксида алюминия происходило в плазме аргона при приложении электрического смещения к пластине с образцом. При этом удаление модифицированного слоя должно происходить за счет активации поверхностной реакции и напряжение смещения при должно быть достаточным для протекания реакции на границе материал-пленка, но при этом минимально возможным, чтобы уменьшить последующее распыление материала за счет бомбардировки.

В течении всего процесса в камеру подавался постоянный поток аргона (50 ст. см^3/мин) и вкладывалась постоянная мощность в источник индуктивно-связанной плазмы 500 Вт. Цикл состоял из шага осаждения пленки, для которого в течении 0-15 с в плазму добавлялись CF_4 и H_2 с различными потоками. После этого в течении 10 с реактор продувался поток Ar. Затем в течении 0-20 с в аргоновой плазме к подложкодержателю прикладывалось электрическое смещение 12-19 В.

На рисунке 2 показана зависимость скорости травления Al_2O_3 в процессе в зависимости от длительности шага осаждения пленки для различных потоков CF_4 и H_2 и напряжении смещения 16 В при активации поверхностной реакции. Из графика видно, что без осаждения полимерной пленки скорость травления составляет примерно 0,02 нм/цикл. С увеличением длительности шага осаждения вначале скорость травления растет, а затем выходит на постоянное значение. Пока поверхность покрывается пленкой не полностью скорость травления растет от времени, затем, когда поверхность полностью закрыта, дальнейшее увеличение длительности осаждения не влияет на скорость травления. Значения скоростей травления составляют ~ 0,08 нм/цикл, что близко к половине длины связи Al-O в кристаллическом Al_2O_3 [3].

Была исследована зависимость скорости травления в зависимости от длительности шага удаления модифицированного слоя для различных потоков CF_4 и H_2 и различных напряжении смещения 12-19 В при активации реакции. Было установлено, что исследованный подход слабо зависит от потоков CF_4 и H_2 в изученном диапазоне. Увеличение напряжения смещения на шаге удаления модифицированного слоя приводит к увеличению скорости травления оксида алюминия за цикл за

счёт увеличения роли распыления ионами аргона. Это нарушает механизм атомно-слоевого травления из-за отсутствия самонасыщаемости.

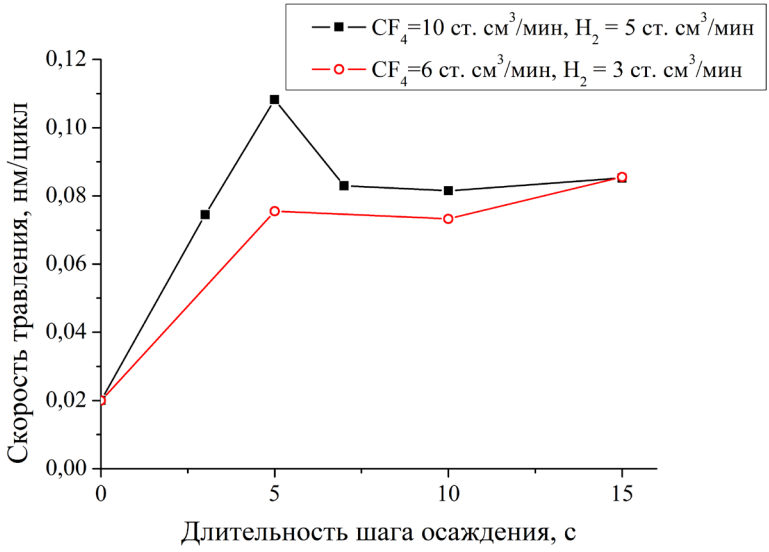


Рисунок 2. Скорость травления Al_2O_3 в зависимости от длительности шага осаждения в процессе для различных потоков CF_4 и H_2

В работе показана возможность достижения самоограничивающихся процессов формирования модифицированного слоя и удаления этого слоя в технологической установке плазмохимического травления, позволяющей масштабировать процесс травления. Продемонстрированы механизмы атомно-слоевого травления.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант № 20-07-00832.

Литература:

[1] Koh K. et al, J. Vac. Sci. Technol. A, 36(1), 01B106 (2018). DOI:10.1116/1.5003417
[2] Park J. B. et al, J. Phys. D: Appl. Phys., 42, 055202 (2009). DOI:10.1088/0022-3727/42/5/055202
[3] Song T. T. et al, Scientific Reports, 6, 29221 (2016). DOI:10.1038/srep29221

kuzmenko.vo@phystech.edu

ВЛИЯНИЕ ИОННО-ПЛАЗМЕННОЙ ОБРАБОТКИ НА МОРФОЛОГИЮ ПОВЕРХНОСТИ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ПЛЕНОК ТЕЛЛУРИДА СВИНЦА-ОЛОВА

Я. Д. Белов[1], С. П. Зимин[1,2], И. И. Амиров[1], В. В. Наумов[1]

[1]ЯФ ФТИАН им. К.А. Валиева РАН, Ярославль, Россия

[2]ЯрГУ им. П.Г. Демидова, Ярославль, Россия

Среди методов структурирования поверхности полупроводников IV-VI выделяются методы ионно-плазменной обработки, позволяющие управлять архитектурой и параметрами создаваемых микро- и наноструктур в широких пределах при вариации энергии ионов и длительности процесса [1, 2]. В данной работе был проведен анализ микро- и наноструктурирования поверхностей эпитаксиальных пленок $Pb_{1-x}Sn_xTe$ при x = 0, 0.2, 0.6, 0.8 в процессе ионно-плазменной обработки в диапазоне энергий ионов аргона от 25 до 75 эВ.

Пленки теллурида свинца-олова толщиной 1-2 мкм были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках (111) BaF_2 на установке Riber 32 P (INPE, Бразилия) авторами [3]. Ионно-плазменная обработка проводилась в реакторе плотной аргоновой плазмы ВЧ индукционного разряда (13,56 МГц, 800 Вт). Обработка осуществлялась при энергиях ионов 25 и 75 эВ, продолжительность обработки варьировалась от 60 до 420 с. Исследования морфологии поверхности проводились методами электронной сканирующей микроскопии (СЭМ) на микроскопе Zeiss Supra-40.

Исходные образцы имели ровную поверхность с наличием треугольных ямок выхода дислокаций, плотность ямок находилась в интервале (7-80) × 10^8 $см^{-2}$ и увеличивалась с увеличением содержания Sn в образце [1]. На рис. 1 представлены СЭМ-изображения поверхности пленок теллурида свинца-олова при энергии ионов 25 эВ и большом времени обработки (240 с). При таких условиях на поверхности PbTe (x=0) возникали субмикронные образования с кристаллографической огранкой размером 150-200 нм. Они располагались на фоне ансамбля более мелких квазисферических структур размером 20-70 нм. С увеличением содержания олова до x=0.2 на поверхности образовывались структуры шарообразной формы без кристаллической огранки с меньшими в 3-4

раза размерами. Поверхностная плотность при этом увеличилась с (1-2) × 10^{10} $см^{-2}$ до (4-5) × 10^{10} $см^{-2}$. Для твердых растворов $Pb_{1-x}Sn_xTe$ со стороны теллурида олова (x=0.8) образовывались нанокапельные, часто на ножке наноструктуры (рис. 1,г). Диаметр сферической «шапки» равнялся 25-30 нм, а высота ножки достигала 25 нм. Поверхностная их плотность составляла ~ 4×10^{10} $см^{-2}$. Возникновение таких структур объясняется протеканием на поверхности конкурирующих процессов распыление /переосаждение распыленных атомов Pb, Sn, Te. Уменьшение размеров образующихся структур с увеличением содержания олова в пленке, может объясняться уменьшением скорости распыления, уменьшением продуктов распыления над поверхностью образцов. Если скорость распыления PbTe составляла 0.7 нм/с, то для $Pb_{1-x}Sn_xTe$ при x=0.2 и 0.8 она уменьшалась до 0.4 и 0.2 нм/с, соответственно. Возникновение при этом наностержней с каплеобразной «шапкой» на вершине может свидетельствовать, что их формирование протекает по механизму пар-жидкость-кристалл (ПЖК). На начальных этапах процесса плазменной обработки на поверхности $Pb_{1-x}Sn_xTe$ (x=0.8) происходило

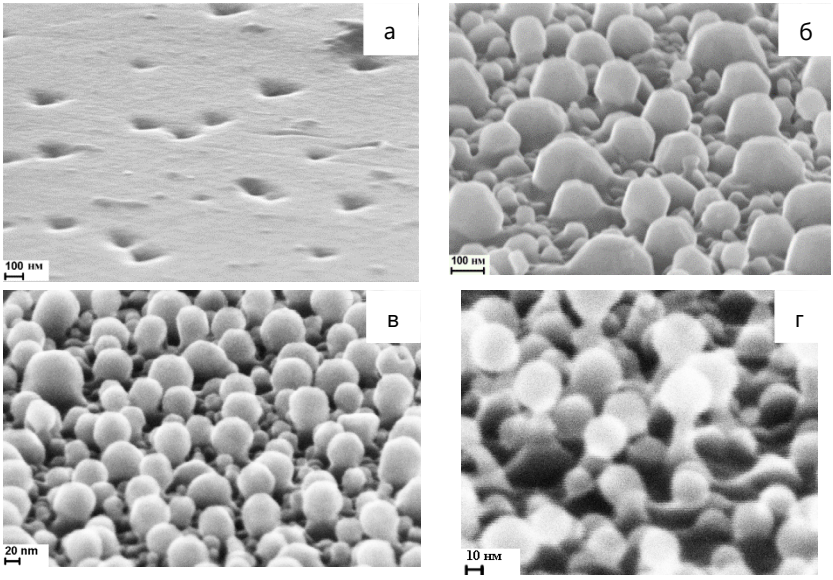


Рисунок 1. Морфология поверхности пленок $Pb_{1-x}Sn_xTe$ в исходном состоянии при x =0 (а) и после обработки в течение 240 с для x=0 (б), 0.2 (в) и 0.8 (г). Углы наклона образцов при съемке составляли 70˚.

самоформирование капель металла, которые в дальнейшем выступали в качестве затравки – катализатора механизма ПЖК.

При обработке ионами с энергией 75 эВ для x=0 (PbTe) и времени обработки 240 с на фоне мелкомасшабной шероховатости наблюдалось образование одинаково ориентированных усеченных треугольных пирамид, с размерами сторон треугольника в основании в среднем 450 нм (рис.2,а). Высота пирамид составляла 200-300 нм. При увеличении содержания олова структуры принимали вид конусов с редкими полусферическим образованиями (рис. 2,б). Такие же, но более высокие со сферическими образованиями на вершине конусообразные структуры образовывались на поверхности при x=0.4 (рис. 2,в).

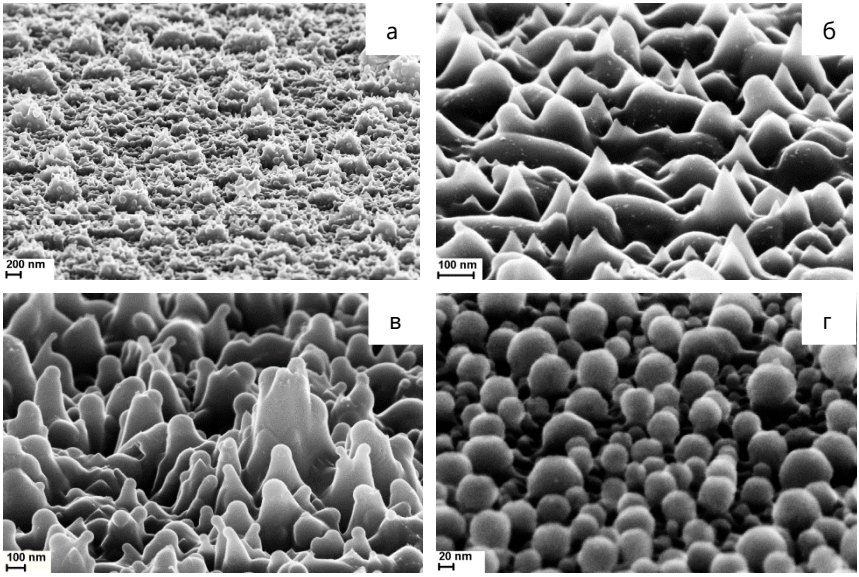


Рисунок 2. Вид структур на поверхности пленок $Pb_{1-x}Sn_xTe$ при воздействии ионов с энергией 75 эВ для времени обработки 240 с при x=0 (а), 0.2 (б), 0.4 (в), 0.8 (г).

При большом содержании олова (x=0.8) на поверхности образовывались шарообразные нанокапельные структуры с размерами 30-60 нм (рис. 2,г), аналогичные структурам, наблюдаемым при обработке поверхности ионами с энергией ионов 25 эВ (рис. 1,г), но с увеличенными средними размерами. Поверхностная их плотность составляла ~ 3.5×10^{10} см$^{-2}$

Полученные экспериментальные данные показали, что при обработке поверхности пленок $Pb_{1-x}Sn_xTe$ в зависимости от содержания свинца и олова при энергии ионов 25 и 75 эВ на их поверхности возникали различного вида наноструктуры. Так, при энергии ионов 25 эВ на поверхности происходило самоформирование ограненных и квазисферических структур, а также образование нанокапель и наностержней с каплеобразной «шапкой». При бомбардировке поверхности ионами при энергии 75 эВ морфология поверхности $Pb_{1-x}Sn_xTe$ при одинаковой длительности обработки была другой. В этом случае, на поверхности образовывались одинаково ориентированные усеченные треугольные пирамиды, конусные и квазиконусные структуры со сферическими образованиями на вершине. Только при большом содержании олова (x=0.8) образующиеся на поверхности структуры были подобными при разной энергии ионов. В докладе анализируются так же процессы нано- и микроструктурирования поверхности эпитаксиальных пленок $Pb_{1-x}Sn_xTe$ при изменении длительности обработки. Таким образом, показано, что при вариации энергии ионов в небольшом диапазоне (25 и 75 эВ) можно эффективно изменять морфологию поверхности.

Работа выполнена в рамках Государственного задания ФТИАН им. К.А. Валиева РАН Минобрнауки РФ по теме № 0066-2019-0002 и инициативной НИР ЯрГУ. Авторы признательны Rappl P.H.O. и Abramof E. за предоставленные образцы $Pb_{1-x}Sn_xTe$.

Литература:

[1] Zimin S.P., Gorlachev E.S., Amirov I.I., Naumov V.V., Juskenas R., Skapas M., Abramof E., Rappl P.H.O. 2019 Semicond. Sci. Technol. 34 № 9 095001

[2] Zimin S.P., Amirov I.I., Naumov V.V. and Guseva K.E. 2018 Tech. Phys. Lett. 44 518

[3] Rappl P.H.O, Closs H., Ferreira S.O., Abramof E., Boschetti C., Motisuke P., Ueta A.Y. and Bandeira I. N. 1998 Cryst. Growth. 191 № 466–71

yadbelov@gmail.com

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ КИСЛОРОДА НА НУКЛЕАЦИЮ УГЛЕРОДНЫХ НАНОСТРУКТУР ПРИ ПИРОЛИЗЕ ЭТАНОЛА С ПОМОЩЬЮ ПЛАЗМОТРОНА ПОСТОЯННОГО ТОКА

М. Б. Шавелкина[1*], П. П. Иванов[1], Р. Х. Амиров[1***]**

[1]Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

Для исследования роли кислорода (O) в процессах пиролиза спирта этанол был представлен как комбинация этана (C_2H_6) и атома кислорода O. Углеродное сырье, вводимое в качестве двух рабочих сред с относительными расходами 30.07:16.00 полностью идентично спиртовому прекурсору. Но появляется возможность изменять содержание кислорода в исходном прекурсоре.

Сравнение составов плазмы по температуре нуклеации проводилось с помощью одномерного моделирования в предположении локального термодинамического равновесия [1] для трех вариантов: (1) когда к молекуле этана добавляется один атом кислорода (синий), (2) добавляется половина атома (красный) и (3) ничего не добавляется (зеленый). Эти три варианта используются в качестве обозначений рядов на рис. 1-4. Здесь и далее рассмотрены составы плазмы гелия и плазмы азота. Что касается плазмы аргона, то расчеты показали идентичность в равновесных составах гелия и аргона; т.е. в обоих случаях гистограммы совпадают.

На рис. 1 показаны концентрации доминирующих нейтральных частиц. Кислород присутствует только в виде окиси CO. Остальные кислородсодержащие компоненты настолько малы, что они показаны на рис. 2 в другом диапазоне концентраций вместе с ионами. Из рисунков видно, что снижение содержания кислорода при переходе от варианта 1 к варианту 3 приводит к снижению концентраций кислородсодержащих компонентов и увеличению концентраций углеводородов и углеродных кластеров.

На рис. 2 показаны концентрации доминирующих заряженных частиц. На гистограмме видны противоположные изменения концентраций кислородсодержащих и других компонентов при переходе от варианта 1 к варианту 3. В варианте 1 больше кислородсодержащих компонентов O, OH, H_2O и HCO+. В варианте (3) основными заряженными частицами являются электрон и ион C+. В варианте (2) в два раза больше C+, чем в варианте (1), что очевидно, так как снижается выделение CO.

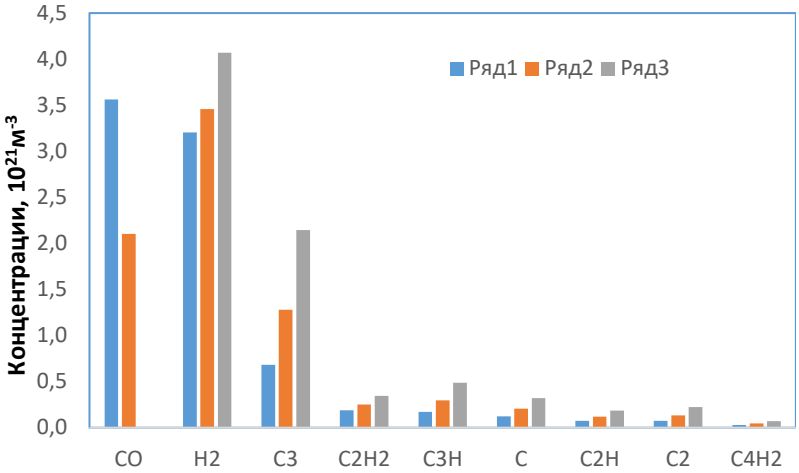


Рисунок 1. Концентрация нейтральных частиц в гелиевой плазме.

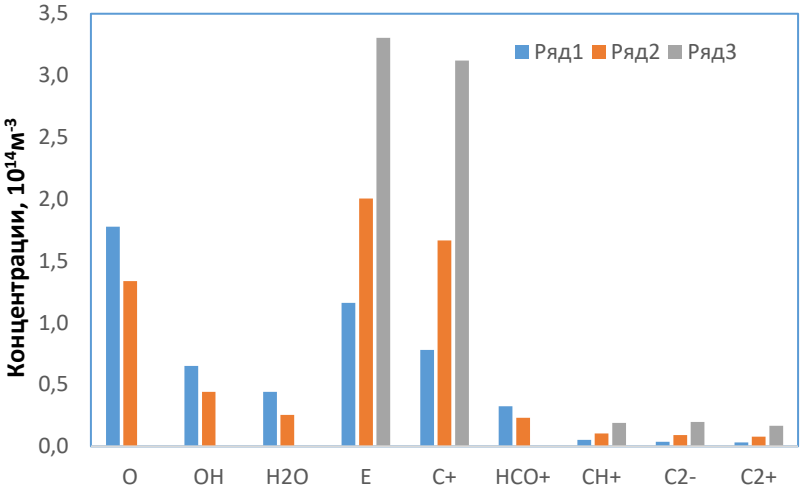


Рисунок 2. Концентрация заряженных частиц в гелиевой плазме.

На рис. 3 показана гистограмма концентраций нейтральных компонентов, формирующихся в плазме азота. На гистограмме видно, что кислород присутствует в виде CO. Для остальных компонентов наблюдается закономерность снижения их концентрации с увеличением C в цианополиинах, наличие которых является особенностью азотной плазмы при введении в нее углеводородов. Из сравнения гистограмм (рис. 1 и рис.

3) видно, что источник углерода - C_2H_2 образуется больше в потоке гелия, чем в азоте.

На рис. 4 показаны концентрации заряженных частиц в условиях азотной плазмы. На рисунке видны противоположные тренды, как и на рис. 1. Основным кислородсодержащим компонентом является HCO+ (вариант (1) и (2). Концентрация CN- при содержании в потоке 1/2 атома O выше , чем при введении 1 атома.

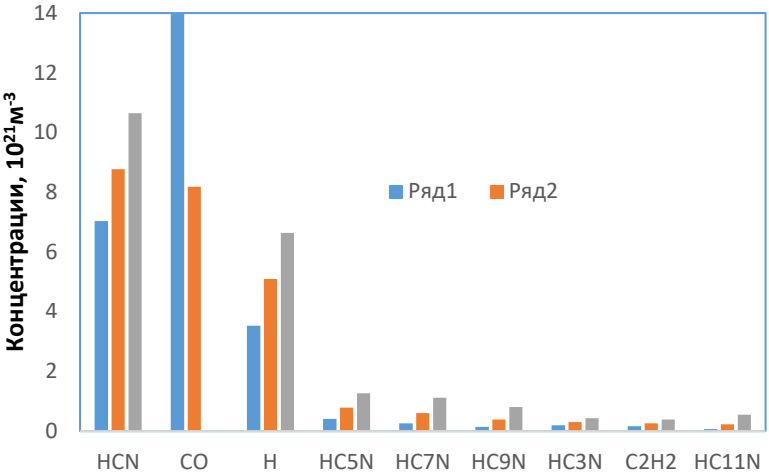


Рисунок 3. Концентрация нейтральных частиц в азотной плазме.

Согласно [2] в плазменных условиях основными участниками нуклеации sp^2-углерода являются его димеры и водород. Последний, с одной стороны, препятствует образованию аморфного углерода, с другой – участвует в образовании радикала CHx, служащего источником углерода. В условиях азотной плазмы азот в виде CN также может участвовать в образовании и гибридизации sp^2-углерода [3]. Анализ гистограмм показывает, что азотная плазма имеет бóльшее количество газовых компонентов по сравнению с гелиевой или аргоновой плазмой (см. рис. 1 и 2), главным образом, из-за появления цианополиинов HCxN, но меньшую концентрацию C_2H_2, ответственного за дополнительное получение C, участвующего в нуклеации конденсированного углерода. Кроме того, состав азотной плазмы отличается меньшей концентрацией атомарного водорода, HCO + и плотностью углеродных частиц.

В целом, введение кислорода не влияет на компонентный состав плазмы гелия, аргона и азота, образующийся при пиролизе в ней углеводородов типа CxHy, но снижает концентрацию H и C, а в азотной плазме увеличивает содержание CN-.

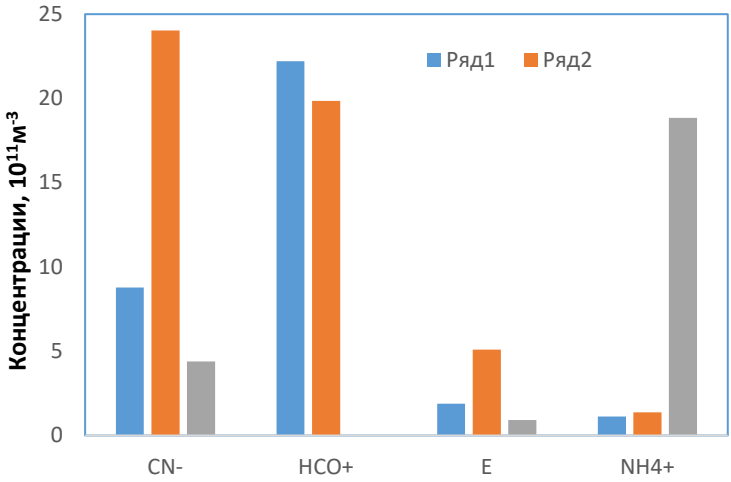


Рисунок 4. Концентрация заряженных частиц в азотной плазме

Таким образом, согласно проведенному термодинамическому анализу, из-за низкой концентрации кислорода и его соединений O не может участвовать в нуклеации конденсированного углерода, а образует в виде различных групп химические связи с углеродными кластерами. Причем в гелиевой (аргоновой) плазме кислородсодержащих групп больше, чем в азотной.

Литература:

[1] Shavelkina M. B., Ivanov P. P., Bocharov A. N. and Amirov R. Kh. 2019 1D modeling of the equilibrium plasma flow in the scope of direct current plasma torch assisted graphene synthesis J. Phys. D: Appl. Phys. 52 Issue 49 495202.

[2] Santhosh N M, Filipi G, Tatarova E, Baranov O, Kondo H, Sekine M, Hori M, Ostrikov K and Cvelbar U 2018 Oriented carbon nanostructures by plasma processing: Recent advances and future challenges Micromachines 9 565.

[3] Hu J, Yang P and Lieber C M 1998 Nitrogen-driven sp(3) to sp (2) transformation in carbon nitride materials Phys. Rev. B 57 31885-8.

* mshavelkina@gmail.com
** peter-p-ivanov@yandex.ru
*** amirovravil@yandex.ru

О ДИНАМИКЕ ИСПАРЕНИЯ ГРАФИТА ИЗЛУЧЕНИЕМ В БЛИЖНЕЙ ЗОНЕ РАЗРЯДА МАГНИТОПЛАЗМЕННОГО КОМПРЕССОРА

А. В. Павлов[1], Т. С. Щепанюк[1], А. С. Скрябин[1], В. Д. Телех[1]

[1]МГТУ им. Н.Э.Баумана, Москва, Россия

Явление световой эрозии (термической и резонансной) реализуется в широком спектре устройств и технических приложений. Например, при обработке поверхности плазменными [1], [2] и радиационными [3], [4] потоками, при формировании и модифицировании нано-структурированного рельефа на поверхностях различных конструкционных материалов [5], в импульсных плазменных ускорителях эрозионного типа и космических микродвигателях [6], плазмодинамических источниках ультрафиолетового и мягкого рентгеновского излучения [7], [8] и др. Особый интерес представляет воздействие мощного (изменяющего агрегатное состояние мишени) жесткого (с энергией квантов выше потенциала ионизации атомов мишени) излучения на вещество – т.е. излучения вакуумного УФ (ВУФ) диапазона спектра. Для многих таких устройств плазмообразующим веществом являются диэлектрики, материалы специальных теплозащитных покрытий и др., аблирующие под действием излучения из разряда, а их эффективность в значительной степени определяется возможностью управления динамикой массового расхода аблирующего материала. При этом, определение характеристик светоэрозионной плазмы и ее пространственно-временной динамики существенно для исследования газодинамического «отклика» от поверхности. Этим объясняется интерес к данным исследованиям.

В данной работе в качестве источника высокояркостного ВУФ излучения использовался коротковолновый излучатель несинхротронного типа на основе коаксиального сильноточного плазменного ускорителя – магнитоплазменного компрессора (МПК) эрозионного типа [8], [9]. Особенность такого устройства является способность генерации мощного широкополосного излучения, чей спектр определяется пропускательной способностью газовой среды в камере (буферный газ выполняет роль фильтра для жесткой компоненты эмиссионного спектра излучающей

плазмы), коротковолновая граница спектра излучения таких разрядов определяется первым потенциалом ионизации фонового газа [8]. Свойства данного типа МПК представлены в целом ряде статей и обзоров, в которых описываются, как особенности самого разряда с хорошим разрядным КПД 70-90%, так и излучение с высокими спектрально-яркостными характеристиками в УФ и ВУФ областях спектра со световым КПД 40–60% от энергии, вложенной в плазму [10].

В представленной работе излучатель имел следующие характеристики: максимальный ток разряда до 160 кА, энергия излучения в вакуумной области спектра 1...2 кДж. В качестве образцов использовались графитовые бруски с размерами 30 мм или 15 мм на 50 мм и толщиной 10 мм. Образцы устанавливались длинной стороной вдоль разряда на расстоянии 45 мм от оси МПК. Характерное время воздействия излучения составляло 3...20 мкс. Для диагностики параметров плазмы, пара и буферного газа при испарении поверхности плоских графитовых образцов широкополосным излучением ВУФ диапазона спектра и визуализации газодинамических структур над поверхностью исследуемых образцов использовались двухэкспозиционная лазерная голографическая интерферометрия и теневая фотография (схема Теплера в режиме светового поля) [11].

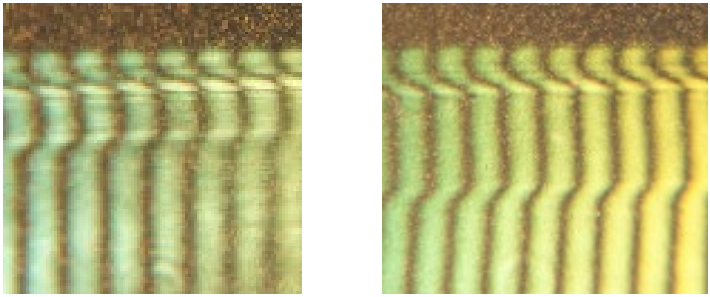


Рисунок 1. Интерферограммы газо-плазменных потоков над графитовым образцом через 6 и 8 мкс после начала разряда

В докладе обсуждаются вопросы получения количественной информации из интерферограмм газо-плазменных потоков над поверхностью образца. Анализируется временная динамика расширения плазменного слоя, образованного при испарении поверхности плоских графитовых мишеней широкополосным излучением ВУФ диапазона спектра, а также динамика сжатия буферного газа и движения ударной волны (рис. 1). Определенны температура и степень ионизации в приповерхностном плазменном слое.

Результаты получены при поддержке российского фонда фундаментальных исследований (грант 18-29-21039) на уникальной научной установке (УНУ) «Пучок-М» МГТУ им. Н.Э.Баумана.

Литература:

[1]. Astashynski V.M. et al. Generation of erosion compression plasma flows in a miniature plasma accelerator and their capability for formation of thin nanostructured coating // High Temperature Material Processes. 2020. 24 (2). 99-107

[2]. Shanenkov I., et al. Studies on the thermal stability of nanosized powder of WC1-x-based product prepared by plasma dynamic method, compaction feasibility of the powder and preparation of composite with aluminium // Ceramics International. 2021. 47(5). 6884-6895.

[3]. Lippert, T. Interaction of Photons with Polymers: From Surface Modification to Ablation // Plasma Processes Polym. 2005. 2. 525-546.

[4]. Skurat V. Vacuum ultraviolet photochemistry of polymers // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms. 2003. 208(1-4), 27-34

[5]. EUV Sources for Lithography / ed. V Bakshi. Wash. Bellingham: SPIE Press, 2006.

[6]. Popov G.A. and Antropov N.N. Ablative PPT. New quality, new perspectives // Acta Astronautica. 2006. 59. 175

[7]. Kamrukov A.S., et al. Bright thermal VUV sources based on plasmodynamic discharges in gases // High Temperature. 1989. 27 (1). 141–155.

[8]. Protasov Yu.S. et al. Plasmadynamic light sources of high spectral brightness and shock waves generators / Enciclopedia of Low Temperature Plasma. Vol IX-4. Plasma aerodynamics. Moscow: Yanus-K, 2014. P. 383-436

[9]. Pavlov A., Protasov Yu., Telekh V., Tshepanuk T. Experimental Research of Dynamics and Macrostructure of Light Erosion Radiative Plasmodynamic Discharges // J. Phys.: Conf. Ser. 2017. 830. 012062.

[10]. Protasov, Y. S., et al. Turbulent modification effect and transport properties of plasmodynamic discharges in vacuum ultraviolet // High Temperature. 1993. *31*(2). 236-243

[11]. Pavlov A.V., et al. Laser holographic interferometry of short ultraviolet radiation with high power density interaction with condensed metters. Scientific Visualization. 2019. 11.3. 111 - 125

telekh@bmstu.ru

МОДИФИЦИРОВАНИЕ ХИМИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ ПОВЕРХНОСТИ ОРГАНИЧЕСКИХ ПОЛИМЕРОВ В РАЗЛИЧНЫХ ВИДАХ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ

Т. М. Васильева[1]

[1]ОИВТ РАН, Москва, Россия

Задачей настоящего исследования было сравнение химического состава и гидрофильных свойств поверхности полиметилметакрилата (ПММА) и полиэтилентерефталата (ПЭТ), прошедших обработку в ВЧ-разряде, электронно-пучковой плазме (ЭПП), генерируемой при инжекции пучка высокоэнергетических электронов в плотные газообразные среды, и гибридной плазме (ГП), получаемой при одновременном воздействии на плазмообразующую среду электронного пучка и ВЧ-разряда.

Таблица 1.

Параметры генерации различных типов низкотемпературной плазмы, использованных для модификации полимеров

Параметр	Величина
Ускоряющее напряжение (U)	30 кВ
Ток пучка (I_b)	1-10 мА
Режим сканирования ЭП	Концентрические окружности с диаметром 10 см
Состав и давление (P_m) плазмообразующей среды	O_2, 1.5 Торр
Мощность ВЧ-разряда (N_{RF})	25 Вт
Расстояние между выводным окном и образцом	250 мм
Время обработки (τ)	5 мин
Температура материала (T_s)	40 °C

Образцы промышленно выпускаемых ПММА и ПЭТ обрабатывали в плазмохимическом реакторе, конструкция и принцип работы которого подробно описан в работе [1]. Все эксперименты выполняли в плазмообразующей среде кислорода спектроскопического класса при давлении P_m = 1.5 Торр; остальные параметры, важные для описания режимов обработки, приведены в Таблице 1. Нагрев образца контролировали во время обработки бесконтактным ИК-пирометром

Optris LS (Optris GmbH, Германия). Требуемая температура процесса поддерживалась за счет регулировок тока электронного пучка I_b.

Химический состав поверхностей ПЭТ и ПММА исследовался методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС) с использованием спектрометра Theta Probe (Thermo Scientific, США) с монохроматическим AlKα-излучением (1486.6 эВ). Гидрофильность полимеров была охарактеризована путем измерения статического краевого угла смачивания методом падающей капли и с помощью вычисления свободной поверхностной энергии по методу Owens и Wendt.

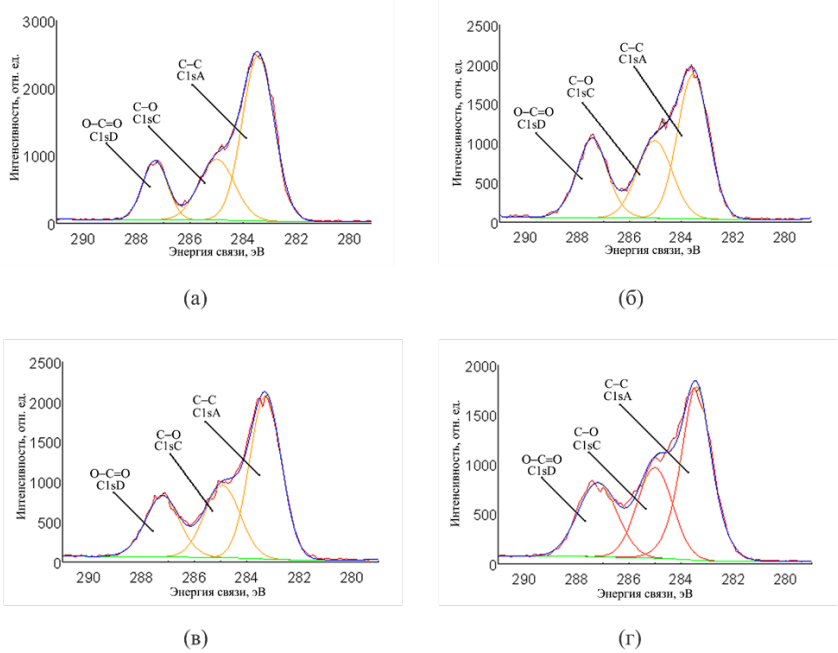


Рисунок 1. C1s спектры образцов ПММА до и после плазмохимической обработки: а) – необработанный ПММА; б) – ПММА, обработанный в плазме ВЧ-разряда; в) – ПММА, обработанный в ЭПП; г) – ПММА, обработанный в гибридной плазме

В результате плазмохимической обработки ПЭТ и ПММА заметно изменялось соотношение атомов C/O по сравнению с исходными образцами. При этом содержание атомов углерода в поверхностном слое обоих полимеров снижалось, в то время как количество атомов кислорода

возрастало, что свидетельствуют о формировании на полимерных поверхностях новых кислородсодержащих функциональных групп. Причем, интенсивность окислительных процессов зависит от типа низкотемпературной плазме, в котором проводилась обработка: максимальный эффект наблюдался при обработке ПЭТ и ПММА в ВЧ-разряде. Модификация в гибридной плазме не приводила к дополнительному окислению полимерной поверхности. В качестве примера на рисунке 1 приведены O1s спектры ПММА, на которых заметно увеличение площади пика C1sD (O−C=O), достигавшее 35% и 47% при модификации ПММА в ГП и ВЧ-разряде.

Вероятно, что при обработке в низкотемпературной плазме C−C связи на поверхности полимера разрушаются и затем вступают в реакции с активными формами кислорода, нарабатываемыми в плазмохимических реакциях, формируя свободные карбонильные группы, а также группы –COOH.

Обработка в низкотемпературной плазме кислорода повышала гидрофильность ПЭТ и ПММА. Степень повышения гидрофильности полимера коррелировала с содержанием полярных групп на его поверхности, а наиболее заметные изменения наблюдались в результате воздействия ВЧ-разряда и гибридной плазмы. Модификация в ВЧ-разряде и гибридной плазме оказалась одинаково эффективной.

Таким образом, в исследованном диапазоне условий генерации плазмы использование ЭП в комбинации с газоразрядной плазмой не приводит к дополнительному изменению химического состава и смачиваемости ПЭТ и ПММА по сравнению с обработкой ВЧЕ-разрядом. Это позволяет сохранить, а в некоторых случаях и несколько усилить, эффект воздействия плазмы ВЧ-разряда. При этом, инжекция ЭП в реакционный объем создает целый ряд технологических возможностей и преимуществ гибридной плазмы, которая:

- Обладает более высокой устойчивостью реакционного объема к контракции при повышении давления плазмообразующего газа (что целесообразно с точки зрения улучшения технико-экономических и эксплуатационных характеристик плазмохимических реакторов) вплоть до значений, при которых ВЧ-разряд филаментируется или вообще не горит.
- Создает возможность практически безинерционно управлять свойствами и геометрией реакционного объема и, в частности, контролируемым образом локализовать зоны горения ВЧ-разряда на поверхности обрабатываемого полимера. Это позволяет

получить на полимерных поверхностях области, физико-химические и/или функциональные свойства, которых скачкообразно (структурированные паттерны) или плавно (градиентные материалы) изменяются в пределах одного образца.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №21-79-30062).

Литература:

[1] M. Vasiliev, T. Vasilieva, Aung Miat Hein Hybrid plasma chemical reactors for bio-polymers processing // Journal of Physics D: Applied Physics. – 2019. - V. 52. N 33 – P.335202

tmvasilieva@gmail.com

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ИОНИЗАЦИОННЫХ ВОЛН В АРГОНЕ АТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ

Д. В. Терешонок[1], Н. Ю. Бабаева[1], Г. В. Найдис[1]

[1]*Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия*

Низкотемпературная газоразрядная плазма имеет широкую область применения [1-5], что способствует детальному ее исследованию на протяжении более ста лет. Одним из методов получения такой плазмы является зажигание наносекундных импульсных разрядов в газе при атмосферном давлении и выше. При этом в начальный момент развития такого разряда образуются ионизационные волны – стримеры, которые могут одновременно двигаться в различных направлениях. Несмотря на существенный прогресс в области экспериментальных исследований, основанных на высокоскоростной съемке и лазерной спектроскопии, получение динамической характеристики плазменных образований на наносекундных временных масштабах остается все еще трудной задачей, что обусловлено высокими требованиями к пространственно-временному разрешению аппаратуры. В связи с этим численное моделирование является именно тем инструментом, который помогает понять природу физических явлений при распространении ионизационных волн.

В настоящей работе на основе гидродинамического подхода (дрейфово-диффузионное приближение) в двумерной осесимметричной постановке выполнено численное моделирование развития положительных и отрицательных стримеров в аргоне при атмосферном давлении в однородном электрическом поле между двумя плоскими параллельными электродами с межэлектродным расстоянием d=10 см.

При этом газоразрядная плазма рассматривалась как сплошная многокомпонентная среда, состоящая из нейтральных атомов, электронов, возбужденных атомов, атомарных и молекулярных ионов. Плазмохимия строилась на основе реакций, представленных в работах [6, 7]. Константы возбуждения и прямой ионизации, а также температура электронов T_e были рассчитаны с помощью BOLSIG+ [8] как функция приведенного электрического поля E/N. Температура всех тяжелых частиц в процессе счета предполагалась постоянной и находилась на уровне 300 K.

Начальное распределение электронов и атомарных ионов задавалось гауссовским профилем с максимальным значением в центре разрядного

промежутка, а концентрация молекулярных ионов и возбужденных частиц принималась равной нулю во всей расчетной области.

На основе полученных результатов исследованы скорости развития ионизационных фронтов, а также проанализирована динамика во времени пространственной структуры плазменной области. Показано влияние фоновой концентрации электронов и возбужденных атомов на развитие стримеров. Проанализирована связь между соотношением напряженности электрического поля в головке стримера с концентрацией электронов в стримерном канале.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №21-79-30062).

Литература:

[1] M. Erofeev, V. Ripenko, M. Shulepov and V. Tarasenko, "Surface treatment of metals in the plasma of a nanosecond diffuse discharge at atmospheric pressure" *Eur. Phys. J. D* (2017) **71,** 117.

[2] G. Fridman, G. Friedman, A. Gutsol, A. B. Shekhter, V. N. Vasilets and A. Fridman, "Applied plasma medicine" *Plasma Process. Polymer* (2008) **5**(6), 503-533.

[3] Starikovskii A. Yu., Nikipelov A. A., Nudnova M. M. and Roupassov D. V., “SDBD plasma actuator with nanosecond pulse-periodic discharge”, *Plasma Sources Sci. Technol.* (2009) **18,** 034015.

[4] Kogoma M. and Okazaki S., "Raising of ozone formation efficiency in a homogeneous glow discharge plasma at atmospheric pressure", *J. Phys. D: Appl. Phys*. (1994) **27**(9), 1985-1987.

[5] Babaeva N. Y., Naidis G. V., Panov V. A., Wang R., Zhang S., Zhang C. and Shao T., “Plasma bullet propagation and reflection from metallic and dielectric targets”, *Plasma Sources Sci. Technol.* (2019) **28**, 095006.

[6] Baeva M., Bosel A. and Ehlbeck J., "Modeling of microwave-induced plasma in argon at atmospheric pressure", *Physical Review E* (2012) **85**(5), 056404.

[7] Fu-ZhiWei, Hai-XingWang, A B Murphy,Wei-Ping Sun and Yu Liu., "Numerical modelling of the nonequilibrium expansion process of argon plasma flow through a nozzle", *J. Phys. D: Appl. Phys*.(2013) **46**(50), 505205.

[8] G. J. M. Hagelaar and L. C. Pitchford, “Solving the Boltzmann’s equation to obtain electron transport coefficients and rate coefficients for fluid models,” *Plasma Sources Sci. Technol.* (2005) **14**(4), 722–733.

tereshonokd@gmail.com

ИЗМЕРЕНИЯ И РАСЧЁТЫ АБСОЛЮТНЫХ ИНТЕНСИВНОСТЕЙ АТОМАРНЫХ ЛИНИЙ ЭМИССИОННОГО СПЕКТРА В ПЛАЗМЕ ГЕЛИЯ С ПАРАМИ ВОДЫ

А. В. Бернацкий[1], С. Н. Андреев[1], И. В. Кочетов[1, 2], В. Н. Очкин[1]

[1]*ФИАН, Москва, Россия*

[2]*ТРИНИТИ, Москва, Россия*

В связи с проблемой исследований пристеночной плазмы реакторов отрабатывается техника спектральной диагностики плазмы разрядов в гелии с парами воды, поддерживаемых полым катодом [1-3]. Развиты методы оптической актинометрии, проведено сопоставление результатов измерений и плазмохимического моделирования [1, 2]. Проведено сопоставление измеренных и вычисленных концентраций молекул H_2O, H_2, O_2, радикалов OH и атомов O, H. С целью уточнения параметров плазмохимической модели целесообразно дополнить её сравнением с измеренными абсолютными заселенностями электронных уровней атомов гелия. Для этого необходимо провести абсолютные измерения интенсивностей излучения линий оптических переходов с высоковозбужденных электронных уровней гелия, критически зависящих от параметров свободных электронов плазмы. [1, 3]. Данная работа посвящена сопоставлению измеренных и рассчитанных абсолютных интенсивностей в таких условиях.

Исследования проводились на экспериментальной установке "Течь" [1-7]. Установка представляет собой вакуумную камеру объёмом 22 литра. Остаточное давление составляет $5{\cdot}10^{-7}$ мбар. Система имеет множество независимых каналов напуска газов, систему прогрева стенок камеры, контроля давления.

Схема измерений представлена на рис. 1. Конфигурация разрядного устройства представляет собой медный полый катод прямоугольной формы (100×50×10 мм), который снаружи имеет изолятор из фторопласта. Анод представляет собой сетку (100×10 мм), площадь поверхности которой 3600 мм^2. Расстояние между открытой частью катода и анодом составляло 30 мм.

Для расчета абсолютной интенсивности линий необходимо знать функцию распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ) и плотность

электронов (N_e). Тогда, в предположении что рассматриваемые электронные уровни заселяются только механизмом прямого электронного удара, а основной механизм расселения – излучательный [1], зная сечение возбуждения излучающих состояний [1], возможно вычислить заселенность уровней и определить их абсолютную светимость.

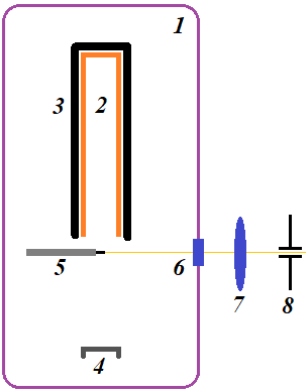


Рисунок 1. *Схема измерений: 1 – вакуумная камера; 2 – медный катод; 3 – фторопластовый изолятор катода; 4 – сетчатый анод; 5 – зонд; 6 – фланец с кварцевым окном; 7 – система линз; 8 – входная щель монохроматора МДР-204*

Для определения ФРЭЭ и *Ne* применялся метод одиночного зонда Ленгмюра [1, 7, 8]. В последние годы нами разработан новый подход [4-6] формирования вольт-амперной характеристики (ВАХ) на одиночном зонде Ленгмюра. Созданная зондовая система формирует ВАХ зондовой цепи, при подаче на зонд напряжения в виде шумового сигнала. Подавая на зонд меняющееся во времени напряжение, спектр которого представляет собой белый шум, удается значительно уменьшить ошибки в определении ФРЭЭ по сравнению с традиционным периодическим сигналом (например, пилообразным или синусоидальным) [4, 6]. Если необходимо с повышенной точностью детализировать измерение в определенной области энергии ФРЭЭ, то возможно использовать комбинированные сигналы. Формировать ВАХ периодическим сигналом с малым количеством точек, а в область ВАХ, соответствующую интересуемой области энергии ФРЭЭ, подавать шумовой сигнал [4]. Можно, также, формировать ВАХ, используя шумовой сигнал с неравномерным распределением по напряжению количества точек [5]. В [5] показано, что перераспределением количества точек, в «хвост» (в область больших

энергий электронов) ФРЭЭ, удается увеличить диапазон измерения ФРЭЭ как минимум на 5 эВ (при средней энергии электронов ~5.5 эВ).

В измерениях использовался зонд из вольфрамовой проволоки (диаметр 0.1 мм, длина 2 мм) с керамическим изолятором. При проведении исследований зонд размещался в промежуток между анодом и катодом на расстоянии 3 мм от катода, активной частью напротив геометрического центра открытой стороны катода (см. рис. 1).

Методика прямых измерений абсолютных оптических интенсивностей на установке "Течь" подробно описывается в [3]. Излучение плазмы из области зондовых измерений фокусируется на входной щели монохроматора МДР-204 (см. рис. 1). У выходной щели установлен фотоумножитель Hamamatsu R928. Для пересчета измеренных интенсивностей в абсолютные значения применялась предварительная калибровка с использованием вольфрамовой банд-лампы СИ8-200у [3].

Результаты измерений ФРЭЭ представлены на рис. 2. Стоит отметить, что особенностью зондовых измерения является искажение ФРЭЭ в области малых энергий [7, 8]. Это явление именуется эффектом «стока» электронов на зонд [7, 8], и состоит в том, что процесс диффузии «медленных» электронов не обеспечивает их приход из плазмы в ту область, из которой они попадают на зонд уже без столкновений. В работе [7] мы рассмотрели способы коррекции измеряемой ФРЭЭ с учетом эффекта «стока». На рис. 2 продемонстрированы измеренные и скорректированные ФРЭЭ в двух нормировках: EEDF ($F(u)$ с нормировкой $\int F(u)du=1$, [eV^{-1}]) и EEPF ($f(u)=u^{-1/2}\cdot F(u)$ с нормировкой $\int u^{1/2}\cdot f(u)du=1$, [eV$^{-3/2}$]). Измерения проводились в смесях He+H_2O при концентрации He – $5.4\cdot10^{16}$ см$^{-3}$ и разных концентрациях воды: 0 см$^{-3}$; $4.1\cdot10^{15}$ см$^{-3}$; $1.4\cdot10^{16}$ см$^{-3}$.

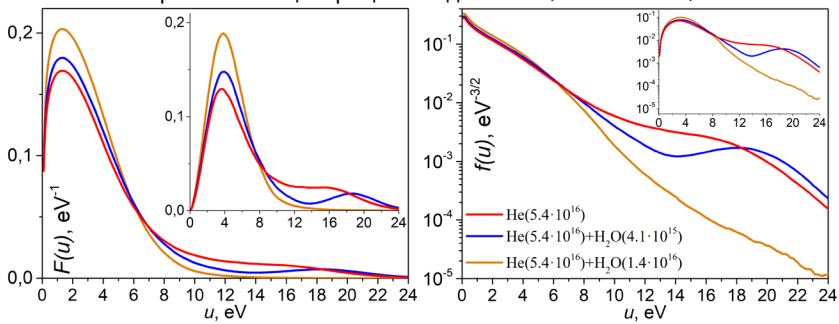


Рисунок 2. *Измеренные ФРЭЭ при разных концентрациях молекул воды (на врезках – нескорректированные на «сток» ФРЭЭ)*

Сравнение измеренных и вычисленных с использованием измеренных и скорректированных с учетом эффекта “стока” ФРЭЭ и N_e абсолютных интенсивностей приведены в таблице 1. Этот же пример сопоставления проиллюстрирован на гистограмме рис. 3. Результаты демонстрируют, что нет полного согласия измеренных и вычисленных интенсивностей. Линии с наилучшим соответствием расчета и измерений для всех смесей выделены в таблице 1 и, по-видимому, наиболее перспективны для количественной диагностики.

λ, нм	абсолютная интенсивность, $\cdot 10^{13}$ $с^{-1} \cdot см^{-3}$								
	He			He + $H_2O(4.1 \cdot 10^{15}$ $см^{-3})$			He + $H_2O(1.4 \cdot 10^{16}$ $см^{-3})$		
	calc	exp	%	calc	exp	%	calc	exp	%
318,77	65,4	5,31	92	17,7	0,765	96	9,90	0,272	97
381,96	5,62	1,96	65	0,908	0,687	24	0,963		
388,86	203	60,5	70	117	23,6	80	28,1	9,03	68
396,47	88,2	4,54	95	7,71	2,34	70	10,0	1,19	88
402,61	9,97	8,82	12	2,11	4,37	-107	1,70	1,68	1
412,08	36,9	1,06	97	14,6	0,507	97	6,22		
438,79	18,1	2,74	85	4,05	1,32	67	2,50	0,394	84
447,14	20,4	26,3	-29	6,19	14,1	-128	3,42	6,74	-97
471,31	77,0	6,43	92	41,5	3,33	92	1,23	0,725	94
492,19	**37,3**	**12,7**	**66**	**11,2**	**6,97**	**38**	**5,07**	**3,13**	**38**
501,56	**233**	**75,5**	**68**	**55,0**	**35,1**	**36**	**25,3**	**15,6**	**38**
587,56	**45,8**	**42,5**	**7**	**30,4**	**19,4**	**36**	**6,51**	**8,39**	**-29**
667,81	77,6	66,1	15	47,5	51,3	-8	9,92	52,8	-432
728,13	179	9,69	95	129	14,0	89	23,7	9,69	59

Таблица 1. *Сравнение измеренных (exp) и посчитанных (calc) абсолютных интенсивностей, а также их разница*

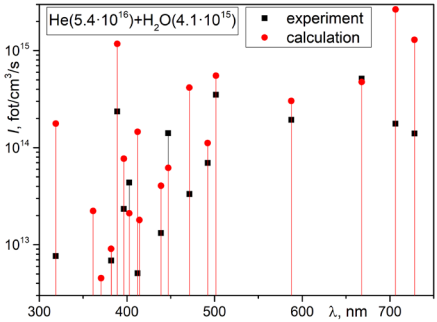


Рисунок 3. *Сравнение измеренных (experiment) и посчитанных (calculation) абсолютных интенсивностей смесь He(5.4·10^16 см^-3)+H2O(4.1·10^15 см^-3)*

Исследованию спектров излучения в разряде в Ne и Ar посвящены также работы [9, 10]. В этих работах согласие измерений и расчетов по радиационно-столкновительным моделям находится примерно на том же уровне, т.е. в пределах порядка величины, при этом сравниваются относительные спектры, а не абсолютные значения интенсивностей. Это объективно отражает современное состояние возможностей моделирования абсолютного свечения неравновесной плазмы.

Работа выполнена за счет средств гранта Российского научного фонда (проект № 19-12-00310).

Литература:

[1] A.V. Bernatskiy, I.V. Kochetov, V.N. Ochkin // Plasma Physics Reports. 2020, V. 46, No. 9, P. 874-919. https://doi.org/10.1134/S1063780X20090020

[2] A.V. Bernatskiy, I.V. Kochetov, V.N. Ochkin // Plasma Sources Science and Technology. 2019, V. 28, 105002. https://doi.org/10.1088/1361-6595/ab4301

[3] A.V. Bernatskiy, V.N. Ochkin, O.N. Afonin, A.B. Antipenkov // Plasma Physics Reports. 2015, V. 41, P. 705-714. https://doi.org/10.1134/S1063780X15090032

[4] S.N. Andreev, A.V. Bernatskiy, V.N. Ochkin // Vacuum. 2020, V. 180, 109616. https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2020.109616

[5] S.N. Andreev, A.V. Bernatskiy, V.N. Ochkin // Bulletin of the Lebedev Physics Institute. 2020, V. 47, P. 317-319. https://doi.org/10.3103/S1068335620100024

[6] S.N. Andreev, A.V. Bernatskiy, V.N. Ochkin // Plasma Chemistry and Plasma Processing. 2021, V. 41, P. 659-672. https://doi.org/10.1007/s11090-020-10137-4

[7] S.N. Andreev, A.V. Bernatskiy, N.A. Dyatko, I.V. Kochetov, V.N. Ochkin // Plasma Sources Science and Technology. 2021, V. 30, 095004. https://doi.org/10.1088/1361-6595/ac1ee2

[8] V.I. Demidov, M.E. Koepke, I.P. Kurlyandskaya, M.A. Malkov // Physics of Plasmas. 2020, V. 27, 020501. https://doi.org/10.1063/1.5127749

[9] Z. Navrátil, D. Trunec, V. Hrachová, A. Kanka // Journal of Physics D: Applied Physics. 2007, V. 40, P. 1037. https://doi.org/10.1088/0022-3727/40/4/018

[10] A. Bogaerts, R. Gijbels, J. Vlcek // Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy. 1998, V. 53, P. 1517-1526. https://doi.org/10.1016/S0584-8547(98)00139-6

bermen@mail.ru

ПРОСТРАНСТВЕННЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ПРОБОЕ ПО ПОВЕРХНОСТИ ФЕРРИТА

С. Н. Андреев[1], А. В. Бернацкий[1], Г. А. Душкин[1, 2], С. Н. Цхай[1], И. Н. Тиликин[1], С. Ю. Савинов[1]

[1]Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, Москва, Россия

[2]Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Москва, Россия

В большинстве работ, например [1], исследовалось излучение над поверхностью феррита при импульсном разряде по его поверхности. Исключение составляет работа [2], где исследовались свойства излучения, направленного вдоль разряда на установке БИН (ФИАН). В [2] была обнаружена генерация короткого (~2 нс) узконаправленного (~3о-5о) рентгеновского (> 1 кэВ) излучения с интенсивностью, квадратично зависящей от длины разрядного промежутка, параметры разряда: напряжение ~300 кВ (фронт нарастания ~20 нс), ток ~270 кА. В рамках настоящей работы исследованы пространственные характеристики излучения, инициируемого разрядом по поверхности феррита разрядом, поддерживаемом маломощным генератором импульсного напряжения [3] с амплитудным значением до 300 кВ и с фронтом нарастания ~1 нс.

Схема измерений представлена на рис. 1, подробное описание установки и техника измерений изложена в [3]. В качестве источника питания разряда применялся оригинальный блок, представляющий собой глубоко модифицированный рентгеновский аппарат Памир-300 (напряжение ~300 кВ с фронтом ~1 нс). Высоковольтное отрицательное напряжение прикладывалось через медный электрод к широкой плоскости прямоугольного феррита марки М1000НН с сечением 10х20 мм2. Анод, также выполненный из медной пластины, монтировался в углублении на феррите на расстоянии 45 мм от катода так, чтобы он не выступал над плоскостью феррита. Излучение вдоль плоскости феррита регистрировалось со стороны анода. Амплитуда прикладываемого к ферриту тока составляла 1 кА.

Разрядная часть с системой позиционирования и частью высоковольтного источника питания размещались в сферической вакуумной камере из

нержавеющей стали. Диаметр камеры составлял 50 см. Система откачки с турбомолекулярным насосом Turbovac 350 обеспечивала остаточное давление в камере ~10-5 Торр.

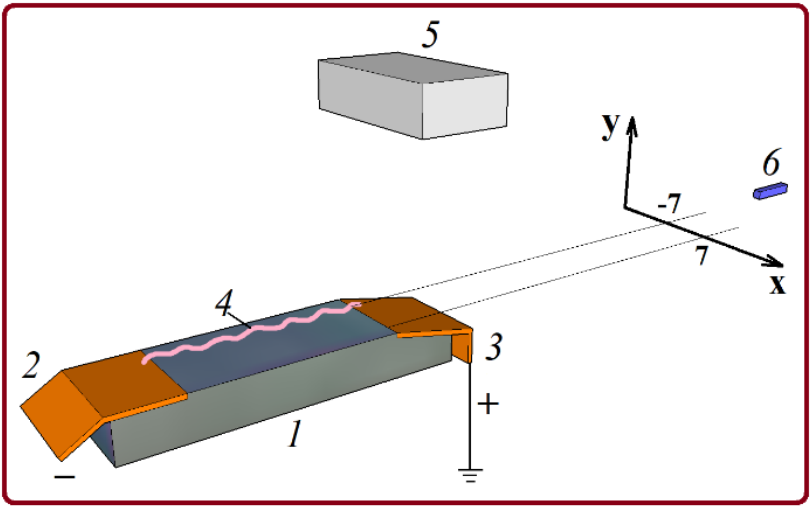


Рисунок 1. Схема измерений:
1 – феррит М1000НН, 2,3 – медные электроды, 4 – плазменный канал, 5 – неодимовый магнит, 6 – сцинтиллятор.

Измерения с временным разрешением осуществлялось с применением кварцевого оптического волокна диаметром ~1 мм и длиной ~50 м согласованным с ФЭУ. Приемник излучения ФЭУ-87, обеспечивал временное разрешение ~2 нс. Запись проводилась на осциллографе TDS 3032 с полосой 300 МГц. Для регистрации рентгеновского излучения конец оптического волокна, направленный в сторону разряда, стыковался со сцинтиллятором (*6* на рис. 1) в трубке из свинцовой фольги. Сцинтиллятор длиной 1 см и сечением 2×2 мм^2 из полистирола, легированного π-терфинилом и POPOP имеет время отклика ~2 нс, что согласуется с временным разрешением приемного тракта. Для подавления попадания в ФЭУ видимого свечения разряда перед сцинтиллятором устанавливался фильтр из полипропилена 4 мкм с алюминиевым покрытием.

Пространственное распределение излучения, выходящего из разрядной зоны, измерялось с применением двухкоординатного моторизованного транслятора, управляемого программным образом с помощью

компьютера. На подвижной части транслятора крепился сцинтиллятор с волноводом на расстоянии 76 мм от торца феррита. Система позволяла позиционировать приемник излучения с точностью 0,1 мм по каждой координате на пространстве 10×10 см^2.

Для разделения регистрации рентгеновского излучения и электронного пучка, формируемых в разряде, между ферритом и приемником излучения размещался постоянный неодимовый магнит (*5* на рис. 1) 0.3 Тл размером 4×2×1 см^3. Положение и полярность магнита выбирались так, чтобы электронный пучок отклонялся «вниз» под плоскость феррита.

На поверхность феррита после полировки была нанесена проводящая дорожка (*4* на рис. 1), смещенная к одному из краев феррита (в область координаты x=-7, см. рис. 1). Это позволяет проводить измерения излучения как напротив плазменного канала, так и в стороне от него.

На рис. 2 представлено распределение интенсивности по оси *y* (перпендикулярно плоскости феррита) напротив плазменного канала (x=-7) в стороне от него x=7. Каждая точка на графике соответствует усреднению минимум по 3 измерениям. Результаты измерений позволяют оценить, по аналогии с [2], угловую расходимость наблюдаемого излучения. В зоне без разряда расходимость находится на уровне ~4°.

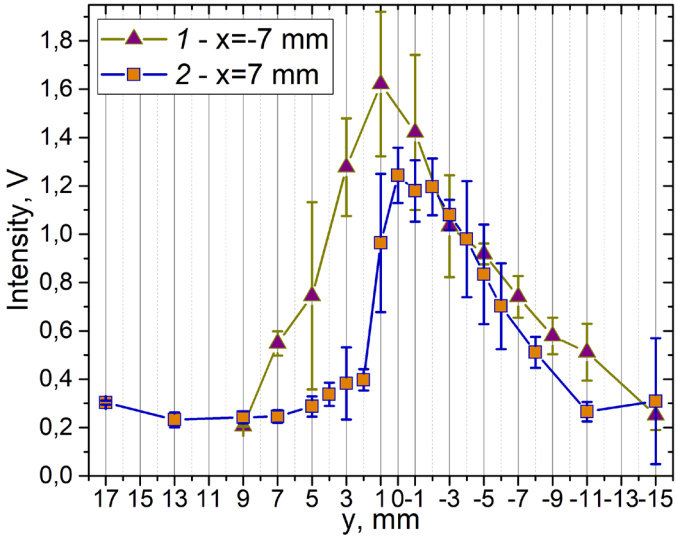


Рисунок 1. Пространственные распределения излучения вдоль поверхности феррита.

Полученные результаты хорошо согласуются с результатами, полученным с сильноточным разрядом [2]. Учитывая, что в плазменном канале концентрация электронов существенно выше, чем вне его, можно предположить, что более широкое распределение в этой области связано с тормозным или характеристическим рентгеновским излучением на элементах феррита. По отношению интенсивностей в максимумах распределений этот дополнительный вклад составляет ~20%. Если угловое распределение излучения по координате y, перпендикулярной плоскости феррита, соответствует результатам [2], то вдоль поверхности феррита это распределение не имеет узкой направленности [3].

Работа выполнена за счет средств гранта Российского научного фонда (проект №19-79-30086).

Литература:

[1] I.N. Tilikin, S.N. Tskhai, T.A. Shelkovenko, S.Yu. Savinov, S.A. Pikuz. Generation of Intense UV Radiation during High-Current Breakdown over a Ferrite Surface. // Plasma Physics Reports (2018) 44, p.p. 600–604. https://doi.org/10.1134/S1063780X18060107

[2] I.N. Tilikin, N.V. Pestovskii, S.A. Pikuz, T.A. Shelkovenko, S.N. Tskhai, S.Yu. Savinov. Coherent x-ray radiation induced by high-current breakdown on a ferrite surface // arXiv: 1910.13851v2 https://arxiv.org/abs/1910.13851v2

[3] С.Н. Андреев, А.В. Бернацкий, Г.А. Душкин, С.Н. Цхай, С.А. Пикуз, И.Н. Тиликин, Т.А. Шелковенко, С.Ю. Савинов. Пространственные характеристики излучения, инициируемого разрядом по поверхности феррита // Краткие сообщения по физике ФИАН. 2021, т. 48, № 10, с. 43-51. https://ksf.lebedev.ru/outputfile_mainpage.php?id=5566

dushkin.ga@phystech.edu

ДИНАМИКА КОНЦЕНТРАЦИИ МОЛЕКУЛЯРНОГО КИСЛОРОДА В ТРУБКЕ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА В СМЕСЯХ ГАЗОВ

А. В. Бернацкий[1], В. В. Лагунов[1], В. Н. Очкин[1]

[1] Физический институт им.П.Н. Лебедева Российской академии наук, Москва, Россия

В последние годы разрабатываются новые методы количественной спектроскопии неравновесной газоразрядной плазмы пониженной плотности в лабораторных и технологических установках [1, 2]. Примерами могут быть классические эмиссионные и абсорбционные лазерные методы определения концентраций и потоков молекул воды, проникающих в плазму из систем охлаждения и утилизации джоулева тепла [3-6]. В частности, было показано, что эффективны в этом диодной лазерной спектроскопии (ДЛС). В данной работе одна из версий этих методов применяется для измерений концентраций молекулярного кислорода в трубке тлеющего разряда. Ее целью было выяснение особенностей поведения молекул O_2 как в разряде, так и в смесях газов в отсутствие тока, но при разных условиях наполнения и предварительной обработки стенок трубки газовым разрядом.

Измерения проводились во внешнем оптическом резонаторе, базой интерферометра служит сама разрядная трубка. Лазерное излучение вводилось с небольшим отклонением от геометрической оси трубки, что обеспечивало использование не аксиальных мод резонатора и высокое спектральное разрешение. Подробное описание метода и установки приведено в работе [7]. В качестве источника излучения использовался лазер типа VCSEL (SPECDILAS V-763-OXY-MTE). Концентрация определялась по поглощению $O_2(X^3\Sigma - b^1\Sigma)$ на длине волны 764 нм, аналитическая линия $R_{17}Q_{18}$ с волновым числом 13156.28 см$^{-1}$. Временное разрешение измерений составляло 1 с. Использовались зеркала с отражением 99,5%. Ток разряда составлял 4 мА.

Измерения проводились при различных комбинациях составов плазмообразующих газовых смесей инертных и молекулярных газов с плотностями наполнения отдельных составляющих ~10^{16}см$^{-3}$.

Для абсолютной калибровки системы проводились измерения с напуском кислорода в отсутствие разряда в трубку с предварительной обработкой

стенок разрядом в гелии в течении нескольких часов. Сравнение концентраций молекул O_2, полученных в результате измерений методом ДЛС, и из показаний датчика давления, давали хорошо согласующиеся результаты. При этом концентрация молекул O_2 после напуска не изменялась во времени (на протяжении 30 минут). Это свидетельствовало о том, что в таких условиях молекулы O_2 не осаждались на стенке трубки и не генерировались ей.

Далее исследовался разряд в смеси $He+O_2$ при разных режимах откачки. Было показано, что существенное влияние на плазмохимические превращения в разряде оказывает состояние стенки трубки. При предварительной откачке трубки длительностью в десятки часов наблюдался быстрый спад объемной плотности O_2 при включении разряда, причем амплитуда этого спада была в три раза больше, чем при аналогичном эксперименте после кратковременной откачки (0.1-1) час. Это связано с тем, что при кратковременной откачке на стенке остается большое количество молекул и атомов кислорода, участвующих в плазмохимических реакциях на стенке и в объеме при включении разряда. После выключении разряда наблюдался небольшой прирост концентрации кислорода в объеме (около 15% от концентрации на момент выключения), связанный с рекомбинацией свободных атомов O, присутствующих в плазме.

Кроме того, проводились измерения в смесях $He+H_2O$. Концентрация гелия в смеси оставалась постоянной, $N_{He}=1.4\cdot10^{16}$ cm^{-3}, а концентрация воды варьировалась $N^0_{H2O}=(2\text{-}6)\cdot10^{16}$ cm^{-3}. Было показано, что наблюдаемая в разряде плотность молекул кислорода в такой смеси находится ниже предела чувствительности измерительной системы, хотя, согласно модели [4], количество нарабатываемого в разряде молекулярного кислорода должно быть на уровне чуть меньшем, чем половина от концентрации молекул H_2O в напускаемой смеси. Вероятно, различие измерений с моделью [4] состоит в том, что последняя не учитывает процессы адсорбции/десорбции на стенках разрядной трубки.

Также, проводился эксперимент в трехкомпонентных смесях по следующей схеме: A) проводилась подготовка трубки разрядом в смеси $He+O_2$ в течение 5 минут; B) система откачивалась в течение 5 минут; C) проводился напуск смеси $He+O_2$ в трубку; D) в момент времени t = 0 проводился напуск паров воды до концентраций $N^0_{H2O}=1.1\cdot10^{16}$ cm^{-3}; E) в момент времени t = 23 с, после стабилизации концентрации O_2, зажигался разряд. Также, аналогичный эксперимент проводился в смесях $He+O_2+He$, $He+O_2+$

He+O_2+Ne/Xe, на этапе D) напускалась не вода, а соответствующие добавки. На рис. 1 представлены результаты измерений. Видно, что во время напуска до разряда молекул воды, молекул метана и смеси неон/ксенон концентрация молекул O_2 увеличивалась. При этом, при дополнительном напуске гелия увеличении концентрации не наблюдалось.

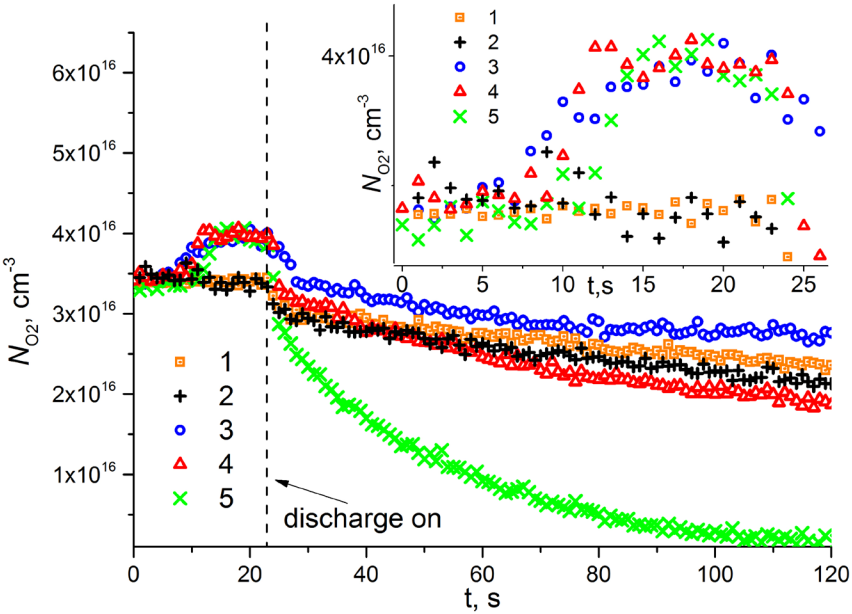


Рисунок 1. *Поведение концентрации молекул O_2 в разряде. Измерения проведены в смесях 1-He+O_2, 2-He+O_2+He, 3-He+O_2+H_2O, 4-He+O_2+Ne/Xe(28:1), 5-He+O_2+CH_4. Начальные концентрации: $N^0_{He}=1.4\cdot10^{16}$ cm^{-3}, $N^0_{O2}=3.4\cdot10^{16}$ cm^{-3}; концентрации добавок: $N^+_{He}=1.1\cdot10^{16}$ cm^{-3}, $N^+_{H2O}=1.1\cdot10^{16}$ cm^{-3}, $N^+_{Ne/Xe}=1.1\cdot10^{16}$ cm^{-3}, $N^+_{CH4}=1.1\cdot10^{16}$ cm^{-3}. С 0 по 23 секунду напуск паров H_2O или CH_4. Разряд зажигался на 23 секунде. Ток разряда 4 mA.*

На этапе напуска в смесь He+O_2 молекул добавок образовавшиеся и осевшие на стенки на этапе предварительного отжига в смеси He+O_2 атомы O вступают в реакции с этими добавками. Наблюдается более быстрый рост концентрации молекул O_2 в объеме при напуске H_2O, чем при напуске CH_4, что связывается нами с наличием содержащегося в воде кислорода. Добавка метана провоцирует более разветвленные гетерогенные реакции, частично связывающие адсорбированные атомы O. Отсутствие роста

концентрации кислорода в объеме при напуске дополнительного гелия объясняется малым весом его атомов для чисто ударного высвобождения адсорбирования частиц с поверхности и его собственной инертностью. При этом смесь боле тяжелых также инертных частиц Ne/Xe демонстрирует большую активность ударного выбивания кислорода со стенки.

Различные скорости распада O_2 после включения разряда после 23 секунд с момента напуска на этапе E) объясняются следующим образом: в то время, как получающийся в результате распада молекул воды кислород стабилизирует его содержание в объеме за счет гетерогенных процессов, продукты распада CH_4 образуют новые соединения с кислородом.

Таким образом, особенности динамики концентрации молекул O_2 в смесях $He+O_2$, $He+H_2O$, $He+O_2+H_2O$, $He+O_2+He$, $He+O_2+Ne/Xe$, $He+O_2+CH_4$ показывают, что процессы адсорбции/десорбции продуктов диссоциации молекул оказывают существенное влияние на компонентный состав не только в разряде, но и без него.

Работа выполнена за счет средств гранта Российского научного фонда (проект № 19-12-00310).

Литература:

[1] A.V. Bernatskiy, I.V. Kochetov, V.N. Ochkin // Plasma Physics Reports. 2020, V. 46, No. 9, P. 874-919. https://doi.org/10.1134/S1063780X20090020

[2] A.V. Bernatskiy, I.V. Kochetov, V.N. Ochkin // Plasma Sources Science and Technology. 2019, V. 28, No. 10, 105002 (10pp). https://doi.org/10.1088/1361-6595/ab4301

[3] A.V. Bernatskiy, V.V. Lagunov, V.N. Ochkin, S.N. Tskhai // Laser Physics Letters. 2016, V. 13, No. 7, 075702 (4pp). https://doi.org/10.1088/1612-2011/13/7/075702

[4] A.V. Bernatskiy, V.N. Ochkin, I.V. Kochetov // Bulletin of the Lebedev Physics Institute. 2017, V. 44, No. 5, P. 147-150. https://doi.org/10.3103/S1068335617050062

[5] A.V. Bernatskiy, V.V. Lagunov, V.N. Ochkin // Quantum Electronics. 2019, V. 49, No. 2, P. 157-161. https://doi.org/10.1070/QEL16819

[6] A.V. Bernatskiy, I.V. Kochetov, V.V. Lagunov, V.N. Ochkin // Physics of Plasmas. 2019, V. 26, No. 8, 083511. https://doi.org/10.1063/1.5118830

[7] Lagunov V. V., Nikolaev I. V., Ochkin V. N // Spectrochimica Acta Part A: Molecular and Biomolecular Spectroscopy. 2021, V. 246, 119060. https://doi.org/10.1016/j.saa.2020.119060

lagunoww@yandex.ru

ЭЛЕКТРОРАЗРЯДНЫЙ ГЕНЕРАТОР ДОЛГОЖИВУЩИХ ПЛАЗМЕННЫХ ОБРАЗОВАНИЙ В АТМОСФЕРНОМ ВОЗДУХЕ

Л. Ю. Володин[1], А. С. Камруков

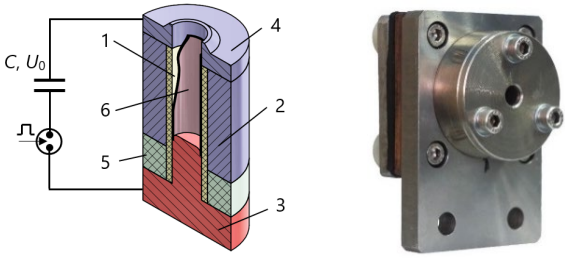
[1]МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия

Долгоживущие плазменные образования представляют собой тороидальные вихри, формирующиеся при импульсной инжекции высокоскоростного потока плазмы в атмосферный воздух и характеризующиеся временем свечения, на несколько порядков превышающим время энерговклада. Исследования подобных плазменных структур представляют собой значительный научный и практический интерес для решения задач создания мощных источников оптического излучения [1], лабораторных аналогов шаровой молнии [2], ослабления ударных волн при взаимодействии с плазмой [3]. Генерация плазменных вихрей – это сложный и многофакторный процесс, зависящий, в частности, от газодинамических характеристик плазменной струи, её фазового состава и др. В [4] рассмотрены критерии формирования вихревых колец на плазмотронах, работающих на газообразных плазмообразующих веществах. Однако, как показывает ряд исследований, рассматривающих вихревые кольца как источник оптического излучения, особый интерес представляет использование в качестве плазмообразующих веществ металлов [1], что позволяет достичь высокой эффективности конверсии запасаемой энергии в излучение. В данных условиях плазменный поток представляет собой многокомпонентную среду, которая содержит в том числе конденсированную фазу, оказывающую влияние на основные характеристики вихрей, в частности, их устойчивость, время свечения, оптические свойства и др.

В данной работе для генерации плазменных вихрей используется электроразрядный генератор на основе локализованного в цилиндрическом канале электровзрыва проводника, позволяющий формировать гетерогенный плазменный поток в широком диапазоне вкладываемых энергий и используемых масс плазмообразующего вещества. Целью работы является поиск режимов работы электроразрядного генератора и факторов, обусловливающих устойчивую

трансформацию импульсного потока гетерогенной плазмы в вихревое образование.

Основу разработанного генератора (рисунок 1) составляет плазмогенерирующий канал (Ø10 x 35 мм), формируемый эластичным диэлектриком (ПВХ), установленным в металлическом корпусе, стержневым катодом и анодом, выполненным в виде цилиндрического сопла, через которое происходит истечение плазменной струи. Плазмообразующим веществом служит материал цилиндрической вставки 6 из металлической фольги с диаметром и длиной, соответствующими геометрии канала. После установки в канал, фольга гальванически соединяет электроды.



а б

Рисунок 1. Электроразрядный генератор гетерогенной плазмы:
(а) принципиальная схема: 1 – эластичный диэлектрик (ПВХ); 2 – корпус;
3 – стержневой катод; 4 – анод-сопло; 5 – диэлектрик;
6 – плазмообразующий вкладыш; (б) внешний вид

Генератор рассчитан на питание от емкостного накопителя, при разрядке которого происходит процесс электровзрыва материала вкладыша (фольги) и формирование плазменной струи. Использование гибкой диэлектрической стенки канала, опирающейся на металлический корпус, позволяет добиться высоких прочностных и ресурсных характеристик генератора.

Для питания генератора использовалась конденсаторная батарея емкостью C = 962 мкФ с зарядным напряжением U_0=1 … 5 кВ. В исследовании варьировалась величина удельной на единицу массы плазмообразующего вещества запасаемой энергии $q = W_0/m$ ($W_0 = CU_0^2/2$ – запасенная в конденсаторной батарее энергия, m – масса плазмообразующего вещества). В качестве плазмообразующего вещества использовался алюминий. Электротехнические характеристики

регистрировались с помощью токового датчика Pearson 4418 и частотно-скомпенсированного делителя напряжения АКТАКОМ АСА 6039. Регистрация факта формирования и определение времени жизни (длительности свечения) вихревого кольца, а также визуальный анализ структуры и состава потока проводились при помощи скоростной камеры Casio EX-F1 9 (600 кадр/сек).

Анализ полученных результатов показал, что при различных величинах *q* реализуются три основных режима вихреобразования (рисунок 2): устойчивый, при котором плазменное образование существует в виде азимутально однородного вихревого кольца; режим частичной устойчивости, характеризующийся разрушением вихревого кольца конденсированными частицами, присутствующими в потоке, и неустойчивый – при котором поток трансформируется в нерегулярную быстроразрушающуюся структуру.

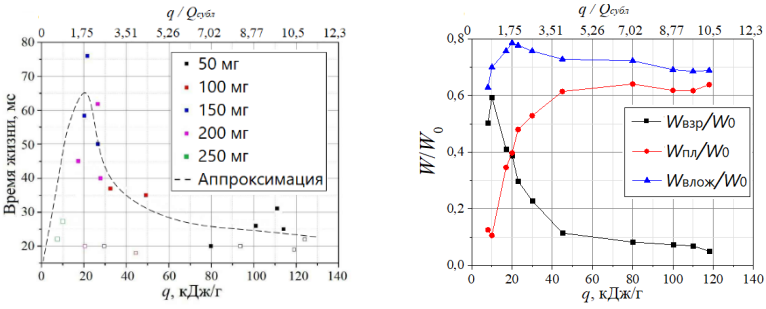
а б в

Рисунок 2. Кадры формирования плазменных вихрей к 13 мс: (а) q=35-120 кДж/г; (б) 8-15 кДж/г); (в) 20-30 кДж/г; высота кадра – 30 см

Вкладываемая энергия $W_{влож}$ расходуется на фазовые превращения проводника, его диспергирование, образованием капельной и паровой фаз ($W_{взр}$), а также дальнейший нагрев и расширение продуктов электровзрыва развивающимся сильноточным разрядом ($W_{пл}$). Варьирование *q* в данных исследованиях приводило как к изменению соотношения между указанными энергиями, так и к изменению общей эффективности энерговклада (рисунок 3). На графиках на второй шкале абсцисс значения *q* нормированы на величину энергии сублимации алюминия $Q_{субл}$ = 11,4 кДж/г.

В результате исследований режимов работы электровзрывного генератора плазменных вихрей установлено влияние параметра *q* на характеристики электровзрывных процессов, обусловливающих трансформацию плазменного потока в излучающие вихревые структуры. Получен эмпирический критерий (q=(20...30) кДж/г=(1,8...2,6)$Q_{субл}$), при выполнении которого электровзрыв происходит вблизи максимума тока, что приводит к формированию плазменной струи с оптимальным

количеством капельной фазы и последующей её трансформацией в устойчивое вихревое течение.



(а) (б)

Рисунок 3. Зависимость времени жизни (а) и эффективности передачи в нагрузку энергии (б) от удельного энерговклада *q*

Отклонение от указанного диапазона (в меньшую сторону) приводит к повышению выхода крупной капельной фазы, не захватываемой в вихревое движение, и срыву процессов вихреобразования или - при отклонении в бóльшую сторону – к критическому снижению плотности формируемой вихревой структуры и ее быстрому разрушению.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-29-21039.

Литература:

[1] Жарников М.Н., Камруков А.С., Кожевников И.В. и др. Генерация крупномасштабных излучающих вихревых структур при торможении импульсных плазменных струй в воздухе // ЖТФ. – 2008. – Т. 78, вып. 5. – С. 38-46

[2] Andrianov A.M., Simitsyn V.I. Production of stable plasma votices in the atmosphere // JETP Lett. – 1976. – Vol. 24, No. 2. – P. 56-59

[3] Lodes A., Curry R.D., Rudroff E.J. et al. The interaction of shock waves with high density air plasma. Proceedings of IEEE Pulsed Power Conference, Chicago (IL, USA): IEEE, 2011

[4] Юсупалиев У., Юсупасиев П.У., Шутеев С.А. Импульсное осесимметричное истечение плотной плазмы в газовую среду. 2. Условия образования и устойчивость плазменного тороидального вихря // ЖТФ. – 2007. – Т. 77, вып. 7. – С. 50-62

volodinlu@yandex.ru

ИССЛЕДОВАНИЕ РАДИАЦИОННО-ГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В ГЕТЕРОГЕННОМ ПЛАЗМЕННОМ ВИХРЕ МЕТОДОМ ТРЕХЦВЕТОВОЙ ПИРОМЕТРИИ

Л. Ю. Володин[1]

[1]МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия

В работах [1, 2] сообщалось о создании нового типа импульсных источников мощного широкополосного излучения с высокой эффективностью преобразования запасаемой энергии в излучение. Принцип действия указанных источников основан на генерации импульсной сверхзвуковой плазменной струи и её последующей трансформации в крупномасштабное плазменно-вихревое образование с временем свечения, на порядки превышающем время энерговклада. На сегодняшний день плазменные образования представляют собой относительно слабоизученную форму высокотурбулентных химически активных вихревых течений. В связи с этим для оптимизации рассматриваемых перспективных источников излучения необходимо проведение ряда фундаментальных исследований, направленных на изучение физических процессов, протекающих в подобных плазменных объектах. В ранее проводимых исследованиях [3, 4] зарегистрирован спектр излучения плазменного вихря и обнаружен эффект частичной оптической прозрачности излучения, выходящего из его его объёма.

Данная работа является продолжением исследований и направлена на изучение радиационно-газодинамических процессов, протекающих в плазменно-вихревом образовании, с помощью метода трехцветовой пирометрии. В описанных в современной литературе пирометрических методах для определения температуры конденсированной фазы и исключения влияния степени черноты используются, как правило, близкорасположенные спектральные интервалы, свободные от излучения молекулярных полос и атомарных линий. В настоящей работе реализуется новый подход, в котором независимыми спектральными каналами регистрируется выходящее из оптически прозрачного объема как молекулярное, так и серое излучения конденсированной фазы. Подобное решение позволяет визуализировать области потока с различными химическим и фазовым составами, термодинамическими

характеристиками, а также изучить особенности протекающих в объеме радиационно-газодинамических процессов.

Представлено описание процесса калибровки пирометрического комплекса на базе цифровой фотокамеры Canon 550D. Спектральные характеристики регистрирующих каналов камеры (R, G, B) определялись при помощи спектрографа ДФС-452 и цифрового спектрометра Solar S100. Для абсолютной калибровки спектральных каналов камеры использовалась галогеновая лампа в составе калибровочного блока Ocean Optics DH-3 CAL.

Схема проведения исследований показана на рисунке 1. Для генерации плазменных вихрей использовался импульсный электроразрядный генератор на основе электровзрыва проводника. В качестве плазмообразующего вещества использовался алюминий. Программирование задержки между запуском камеры и инициированием генератора позволяло регистрировать различные стадии эволюции плазменного образования.

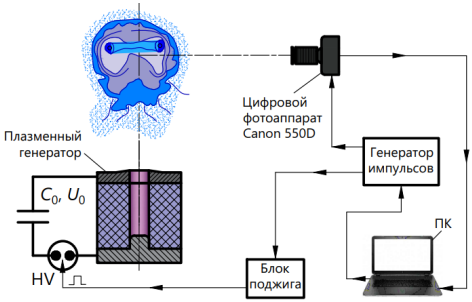


Рисунок 1. Схема проведения исследований

Для пояснения особенности используемого метода обработки регистрируемых полей яркости на рисунке 2 приведен характерный спектр излучения вихревого образования с наложением областей спектральной чувствительностей каналов регистрирующей системы. Суммарная регистрируемая коротковолновым каналом яркость $B_{\lambda_b}^{\Sigma}$ (на рисунке не отмечена) представлена излучением конденсированной $B_{\lambda_b}^{Al_2O_3}$ и газовой фазы $B_{\lambda_b}^{AlO}$, в то время как яркость $B_{\lambda_r}^{\Sigma}$ длинноволнового канала *R* обусловлена излучением только конденсированного оксида ($B_{\lambda_r}^{\Sigma} = B_{\lambda_r}^{Al_2O_3}$). С использованием данных с различных спектральных каналов и модели

серого тела выполнено разделение полей яркости конденсированных частиц Al_2O_3 и газофазных окислов AlO (рисунок 3).

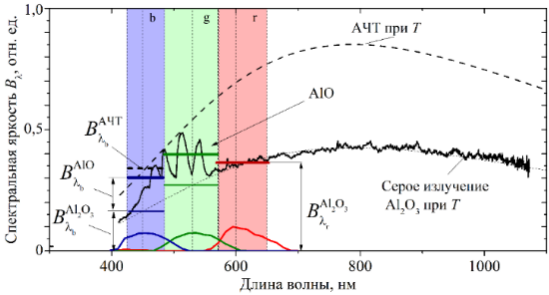


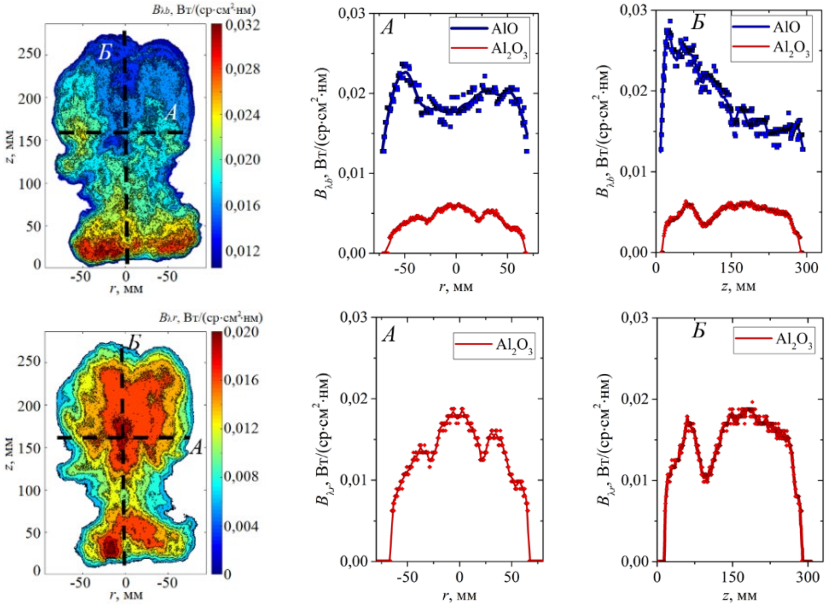
Рисунок 2. Характерный спектр излучения вихревого образования с наложением спектральных чувствительностей каналов пирометрической системы

Как показывает анализ полученных распределений яркости различных компонент потока, в вихревом ядре локализована значительная часть газовых окислов AlO. Радиальный профиль яркости AlO (рисунок 3б) соответствует излучению оптически плотного вихревого кольца, в то время как распределение яркости Al_2O_3 носит близкий к гиперболическому характер, обусловленный особенностями переноса излучения в шарообразном объеме вихревой атмосферы.

Причиной наблюдаемых структурных неоднородностей излучения является свойство турбулентных вихревых колец длительное время сохранять в ядре исходный материал формирующего их потока. Легкие газофазные окислы AlO ввиду анизотропии диффузии поперек вихревой линии локализуются в ядре, а макрочастицы Al_2O_3 в условиях вихревой сепарации постепенно вытесняются из него, распределяясь по объему вихревой атмосферы и впоследствии вытесняясь в вихревой след.

Таким образом, с помощью предложенного метода трехцветовой пирометрии проведен анализ полей яркости плазменно-вихревого образования в различных спектральных диапазонах и исследованы особенности процессов переноса газофазных (AlO) и конденсированных (Al_2O_3) компонент среды, формирующей вихревое образование. Установлено, что в результате наличия циркуляционного движения в вихревом ядре формируется повышенная концентрации AlO, обусловливающая высокую оптическую плотность и максимальный для вихревого образования уровень яркостных температур.

Конденсированные частицы Al_2O_3 в результате процессов вихревой сепарации локализуются в объеме вихревой атмосферы.



(а) (б) (в)

Рисунок 3. Распределения спектральной яркости для λ_b=450 нм (верхний ряд) и λ_r=600 нм (нижний ряд): (а) двумерное поле; (б) радиальное - по сечению *А*; (в) осевое - по сечению *Б*

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-29-21039.

Литература:

[1] Буланов С.С., Енисеев Р.У., Камруков А.С. и др.// ЖТФ. – 2010. – Т. 80, вып. 11. – С. 87-94

[2] Жарников М.Н., Камруков А.С., Кожевников И.В. и др.// ЖТФ. – 2008. – Т. 78, вып. 5. – С. 38-46

[3] Volodin L.Y., Kamrukov A.S. // 2020 7th International Congress on Energy Fluxes and Radiation Effects (EFRE). Tomsk. 2020. P. 98-101

[4] Volodin L.Y., Kamrukov A.S. // Journal of Physics: Conference Series. 2019. Vol. 1393:012063. P. 1-5

volodinlu@yandex.ru

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕЖИМОВ РАБОТЫ ВЫСОКОЧАСТОТНОЙ МАГНЕТРОННОЙ РАСПЫЛИТЕЛЬНОЙ СИСТЕМЫ ПРИ НАНЕСЕНИИ МЕДНЫХ ПОКРЫТИЙ

Н. А. Туманов[1], Д. В. Кириллов[1], Е. В. Воробьев[1]

[1]МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия

В докладе представлены результаты исследования параметров работы высокочастотной (ВЧ) магнетронной распылительной системы (МРС) при распылении меди. Проведено сравнение зависимости скорости роста от мощности при работе МРС в режиме постоянного и высокочастотного токов. Получены зависимости скорости роста и напряжения автосмещния мишени ВЧ МРС от давления. Показана перспектива использования ВЧ МРС для нанесения гладких покрытий.

Проблема создания тонкопленочных покрытий высокого качества является одной из самых актуальных среди современных направлений развития ионно-плазменной технологии. В настоящее время пользуются спросом защитные, износостойкие, упрочняющие, декоративные покрытия и технологии металлизации рулонных материалов, изготовления элементов изделий электронной и микроэлектронной техники, а также оптических систем. Одним из способов формирования тонких пленок является метод магнетронного распыления (МРС), который позволяют получать покрытия из почти любых материалов (металлов и их сплавов, диэлектриков, полупроводников) с высокими эксплуатационными качествами и хорошей адгезией.

В последнее время во многих областях намечается тенденция повышения требований к качеству покрытий, технологии получения которых хорошо известны и отлажены. В частности, для современных высококачественных оптических зеркал [1], нейтронных суперзеркал [2] и подложек для синтеза графена [3], многослойных покрытий для диагностики эрозии [4] требования к шероховатости покрытий непрерывно растут. Наиболее распространенным методом для достижения поставленных задач является метод молекулярной лучевой эпитаксии [5]. Данный метод позволяет получать наиболее гладкие покрытия, однако он обладает низкой производительностью, а также требует очень сложного и дорогостоящего

оборудования. Хорошей альтернативой методу молекулярно-лучевой эпитаксии может стать высокочастотное магнетронное распыление [1-3,6]. Хоть шероховатость пленок, полученных методом ВЧ МРС, несколько выше, чем у эпитаксиальных, но этот недостаток полностью компенсируется производительностью метода при использовании технологии в промышленном масштабе. В тоже время, в научной литературе ВЧ МРС уделяется значительно меньше внимания по сравнению с МРС других типов, что свидетельствует о перспективности исследований по данной тематике.

В работе исследовалась промышленная ВЧ МРС с медной мишенью. Распыление производилось в среде аргона 5N в диапазоне давлений $5 \cdot 10^{-3} \ldots 5 \cdot 10^{-4}$ торр и мощностей 100…1000 Вт (отражённая мощность менее 1%) на частоте 13,56 МГц. Скорость роста покрытий измерялась при помощи кварцевого измерителя толщины. На рисунке 1 представлены зависимости скорости роста и напряжения автосмещния мишени ВЧ МРС от давления при постоянной мощности (1 кВт).

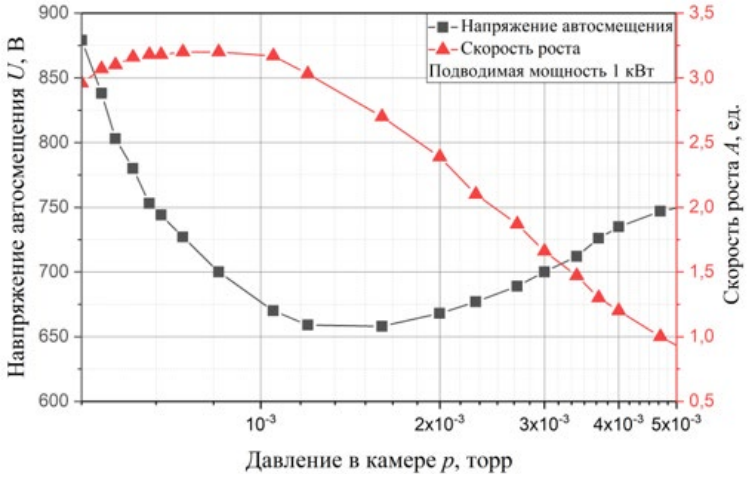


Рисунок 1. Зависимости скорости роста и напряжения автосмещния мишени ВЧ МРС от давления

Установлено, что существует оптимальное давление, при котором достигается максимальная скорость роста. При мощности 1 кВт это давление равно $7{,}5 \cdot 10^{-4}$ торр. При этом явной зависимости скорости роста от напряжения автосмещения мишени МРС не наблюдается. При оптимальном давлении была измерена зависимость скорости роста

покрытия от мощности (рисунок 2). Во всем диапазоне мощностей скорости роста покрытия в режиме ВЧ МРС были примерно в 1,5 раза ниже, чем в режиме постоянного тока при одинаковых прочих условиях.

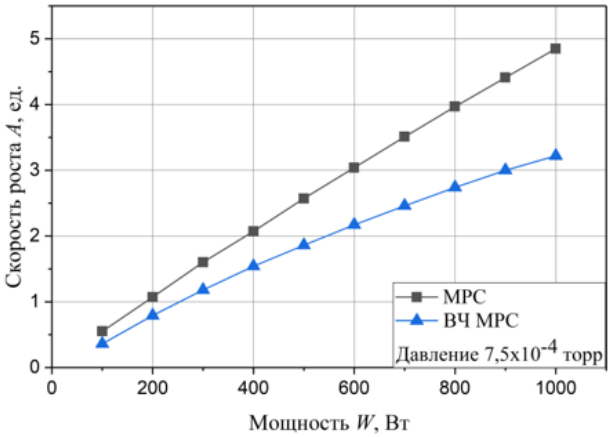
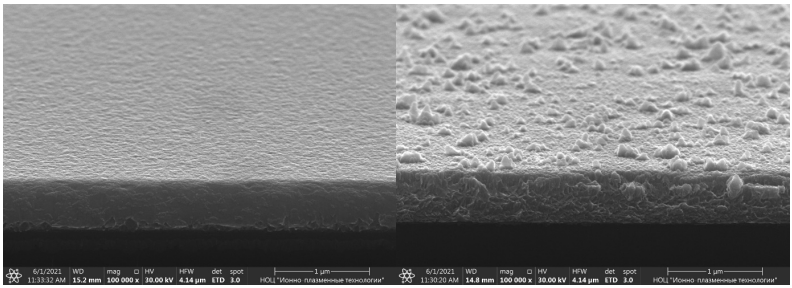


Рисунок 2. Зависимость скорости роста от мощности ВЧ МРС

На рисунке 3 показаны СЭМ-изображения двух покрытий толщиной 500 нм, полученных при помощи ВЧ МРС и МРС на постоянном токе при одинаковых прочих условиях. В качестве подложек использовались монокристаллические (110) кремниевые пластины. Нанесение производилось без дополнительного нагрева при мощности 1 кВт давлении $7{,}5 \cdot 10^{-4}$ торр и расстоянии 130 мм между подложкой и МРС. При этом скорости роста покрытий составили 2,26 нм/с в ВЧ режиме и 3,54 нм/с в режиме постоянного тока.



а б

Рисунок 3. Медные покрытия, полученные методом ВЧ МРС (а) и при постоянном токе (б)

Покрытие, полученное при помощи ВЧ МРС, значительно более гладкое, чем покрытие, нанесенное МРС на постоянном токе. Таким образом, можно сделать вывод о перспективности применения высокочастотных магнетронных распылительных систем для получения покрытий с наименьшей шероховатостью.

Литература:

[1] Magnetron sputtering technique for analyzing the infuence of RF sputtering power on microstructural surface morphology of aluminum thin flms deposited on SiO2/Si substrates / Somayeh Asgary, Elnaz Vaghri, Masoumeh Daemi, Parisa Esmaili, Amir H. Ramezani, Saim Memon, Siamak Hoseinzadeh // Applied Physics A. 2021. No. 127, 752.

[2] Influence of sputtering power on properties of titanium thin films deposited by RF magnetron sputtering / Noormariah Muslim, Y.W. Soon, C.M. Lim, N.Y. Voo // ARPN Journal of Engineering and Applied Sciences. 2015. No. 16. P. 7184 – 7189.

[3] Fabrication of high-quality single-crystal Cu thin films using radio-frequency sputtering / Seunghun Lee, Ji Young Kim, Tae-Woo Lee, Won-Kyung Kim, Bum-Su Kim, Ji Hun Park, Jong-Seong Bae, Yong Chan Cho, Jungdae Kim, Min-Wook Oh, Cheol Seong Hwang, Se-Young Jeong // Sci. Rep. 2014. No. 4, 6230.

[4] Procedure of Predicting the Lifetime of the Accelerating Electrode of an Ion-Extraction System of a Gas-Discharge Ion Source / R. V. Akhmetzhanova, Ye. V. Vorob'evb, D. V. Dukhopel'nikovb, S. G. Ivakhnenkob,V. A. Obukhova, G. A. Popova, V. V. Svotinaa, and M. V. Cherkasovaa // Journal of Surface Investigation: X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques. 2019, Vol. 13, No. 6, P. 1217–1224.

[5] High quality, transferrable graphene grown on single crystal Cu (111) thin films on basal-plane sapphire / Reddy, K. M. [et al] // Appl. Phys. 2011. No. 98, 113117.

[6] Effects of RF magnetron sputtering deposition process parameters on the properties of molybdenum thin films / P. Chelvanathan, S.A. Shahahmadi, F. Arith, K. Sobayel, M. Aktharuzzaman, K. Sopian, F.H. Alharbi, N. Tabet, N. Amin // Thin Solid Films. 2017. No. 638. P. 213 – 219.

tna148@yandex.ru

МОДЕЛИРОВАНИЕ СОСТОЯНИЯ ПОВЕРХНОСТИ ТЕПЛОИЗОЛИРОВАННОЙ МИШЕНИ В УСЛОВИЯХ ИМПУЛЬСНОГО МАГНЕТРОННОГО РАСПЫЛЕНИЯ

А. В. Казиев[1*], Д. В. Колодко[1,2], С. М. Сорокин[1], А. В. Тумаркин[1]

[1]*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия*

[2]*ФИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, Фрязино, МО, Россия*

Процессы получения оксидных и нитридных покрытий в магнетронных распылительных системах сопряжены с известными эффектами сложного нелинейного и зачастую нестабильного поведения скорости осаждения и стехиометрии пленок в зависимости от потока реакционного газа. Совершенствование существующих технологий и разработка новых подходов открывают потенциальные возможности улучшения контролируемости и производительности таких процессов. В частности, в современных работах существуют свидетельства о положительном влиянии высокой температуры мишени на стабильность характеристик магнетронного разряда в реакционных режимах [1]. С другой стороны, уже долгое время независимо многими научными группами активно изучаются процессы реакционного осаждения оксидов и нитридов в режиме сильноточного импульсного магнетронного разряда, который также оказывает благоприятное воздействие на устойчивость процесса [2–4].

В настоящей работе проводится теоретическое рассмотрение совместного влияния эффектов горячей мишени и импульсного характера разряда на состояние поверхности мишени. Для этого рассматривается ранее модифицированная модель Берга [5] и обсуждаются пути расширения ее применимости для учета процессов интенсивного испарения мишени.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 18-79-10242.

Литература:

[1] V.V. Karzin et al. Surface and Coatings Technology, 334, 269–273 (2018)
[2] S. Limwichean et al. Vacuum, 185, 109978 (2021)
[3] S.K. Bachani et al. Journal of Alloys and Compounds, 873, 159605 (2021)
[4] T.-H. Chuang, Ceramics International, 46, 27695-27701 (2020)
[5] A.V. Kaziev et al., Plasma Sources Science and Technology, 30, 055002 (2021)

* kaziev@plasma.mephi.ru

ХАРАКТЕРИСТИКИ ИМПУЛЬСНОГО МАГНЕТРОННОГО РАЗРЯДА С ГОРЯЧЕЙ МИШЕНЬЮ В РЕАКЦИОННОМ РЕЖИМЕ

А. В. Казиев[1*], А. С. Исакова[1], Д. В. Колодко[1,2], М. М. Харьков[1]

[1]Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия

[2]ФИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, Фрязино, МО, Россия

Сильноточный импульсный магнетронный разряд в реакционной (кислородо- или азотосодержащей) среде с теплоизолированной мишенью — перспективный и на сегодняшний момент мало изученный вид газового разряда, с помощью которого можно получать качественные оксидные и нитридные покрытия со скоростями, значительно превышающими таковые в классических магнетронных распылительных системах. Для адекватного описания всего многообразия процессов, происходящих на мишени в таком режиме, проводится, в частности, расширение численной модели теплового состояния мишени [1] и нестационарной модели реакционного осаждения пленок в импульсных распылительных системах с большой величиной плотности разрядного тока (более 10 А/см^2) [2]. Для развития этих моделей необходимы экспериментальные исследования сильноточного импульсного реакционного магнетронного разряда с испарением мишени и определение зависимостей его параметров от потока реакционного газа в рабочий объем.

В настоящей работе проводится изучение эффектов, вносимых добавлением реакционного газа (O_2) в магнетронный разряд с теплоизолированной мишенью, с точки зрения его электрических параметров. Исследуются зависимости вольтамперных характеристик и форм импульса тока и напряжения сильноточного импульсного магнетронного разряда от потока реакционного газа. Для формирования разряда применяется источник питания APEL-M-5HPP-1200 с максимальной мощностью 5 кВт, регулируемой длительностью импульса 5–1000 мкс и частотой 0,1–15 кГц.

Работа выполнена за счет гранта Российского научного фонда № 18-79-10242.

Литература:

[1] A.V. Kaziev et al. Surface and Coatings Technology, 409, 126889 (2021)
[2] A.V. Kaziev et al., Plasma Sources Science and Technology, 30, 055002 (2021)

* kaziev@plasma.mephi.ru

ИССЛЕДОВАНИЕ ОБРАЗОВАНИЯ ИОННОГО ТОКА, ВЫНОСИМОГО ИЗ ИМПУЛЬСНОГО ПОВЕРХНОСТНОГО БАРЬЕРНОГО РАЗРЯДА ПОСТОЯННЫМ ПОЛЕМ

В. В. Воеводин[1], Я. Е. Жарков[1]

[1]*Институт электрофизики и электроэнергетики РАН, Санкт-Петербург, Россия*

Задачей настоящей работы было исследование образования ионов, выносимых из плазмы импульсного поверхностного барьерного разряда (ПБР) под действием дополнительного электрода, находящегося под постоянным высоким напряжением при различных параметрах импульса напряжения. Ранее проведенные исследования [1] показали, что длительность импульса напряжения τ может влиять на ток выноса ионов из ПБР, при этом существует значения τ, при которых ток выноса перестает сколь-либо меняться. Сравнение ионного тока при импульсном и синусоидальном питании [2] демонстрирует большие значения вынесенного заряда при последней форме напряжения. Для оптимизации устройств с использованием многоэлектродных конфигураций с импульсным ПБР требуется дополнительно исследовать влияние на ионный ток выноса параметров импульсов напряжения.

ПБР создавался в атмосферном воздухе в плоскопараллельной конфигурации электродов (рис. 1), также известной в литературе как актуатор. В качестве барьера использовалась пластина из алюмооксидной керамики (Al_2O_3) толщиной 1 мм. Геометрические параметры электродной системы приведены на рис. 1. На нижней стороне барьера располагался широкий электрод (2) из медной фольги, на который подавался постоянный высокий потенциал +Vdc. На верхней стороне барьера располагалась медная полоса, к которой подключался высоковольтный управляемый коммутатор [3], при работе которого формировался разряд по поверхности диэлектрика. Третий электрод (3) располагался параллельно поверхности барьера и был выполнен из 32 полосок шириной 0,5 мм, ориентированных параллельно электроду (1) и находящихся по обе стороны от него. В работе была использована «перевернутая» схема вытягивания ионов, в которой третий электрод заземлялся, а электрод (2) после формирования разряда находился под постоянным высоким напряжением +Vdc, таким образом, заряд «выталкивался» из плазмы ПБР к третьему электроду. Для измерения ионного тока использовался четырехканальный наноамперметр

оригинальной конструкции. ПБР возникал у края коронирующего электрода на фронте высоковольтного импульса напряжения при замыкании электрода (1) высоковольтным коммутатором на землю, время спада составляло 50 нс. После перехода коммутатора в непроводящее состояние напряжение на электроде восстанавливалось до +Vdc за время 400 нс, при достижении напряжения зажигания на спаде импульса формировался обратный разряд ПБР. Образованный при этом объемный заряд выносился к третьему электроду, где и регистрировался.

Очевидно, что ионный ток должен был бы возникать как на фронте импульса, так и на его спаде. Однако, первоначально нами регистрировался единый импульс ионного тока, где вклад обеих составляющих было невозможно различить. Для определения момента возникновения составляющих ионного тока мы варьировали в широком диапазоне длительность замыкания коммутатором на землю электрода (1), а также в рамках отдельного эксперимента длительно после коммутации прикладывали к данному электроду дополнительный потенциал, сопоставимый с Vdc.

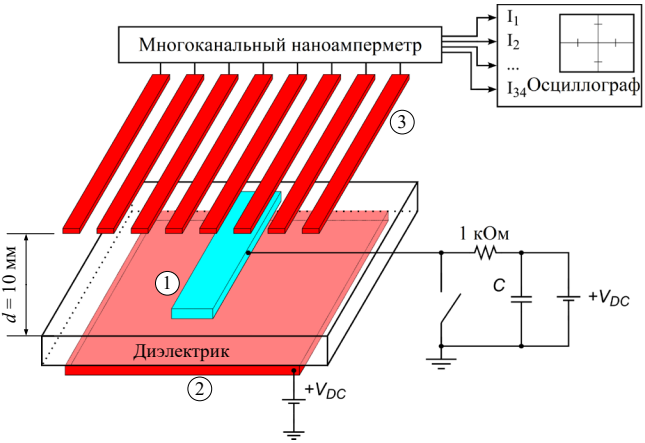


Рисунок 1. Конфигурация экспериментальной установки: 1 – плазмогенерирующий электрод; 2 – нижний электрод; 3 – вытягивающий электрод.

В результате было получено, что ионный ток при импульсном напряжении состоял из двух компонент – образованной на фронте импульса в момент разряда, и на его спаде. Их соотношение менялось в зависимости от параметров импульса напряжения, формируемого в электродной системе.

Так, при Vdc = +8 kV, длительности коммутации электрода (1) на землю боле 5 мкс, амплитуда суммарного выносимого заряда на все секции третьего электрода достигала установившегося значения в Q = 350±60 пКл и далее с ростом длительности импульса τ не менялась. В свою очередь, уменьшение τ вело к росту вытянутого заряда вплоть до τ = 300÷500 нс, при которых Q = 510±50 пКл. Затем амплитуда заряда снижалась, и достигала минимума Q = 150±60 пКл при τ = 100 нс и, поскольку при коротких импульсах возникший на фронте объемный заряд нейтрализовался разрядом ПБР на спаде импульса. При длительных импульсах объемный заряд, возникший на фронте, полностью нейтрализовался на самом плазмогенерирующем электроде, и мы регистрировали только составляющую от объемного заряда, сгенерированного ПБР на спаде импульса.

В обратной схеме, при которой происходила коммутация электрода (2) с напряжения +Vdc до 0 при постоянном напряжении +Vdc на плазмогенерирующем электроде (1), по регистрации ионного тока на третьем электроде удалось установить, что знак вытягиваемых зарядов не зависит от полярности разряда.

Таким образом, для использованных в работе параметров напряжения, вытягиваемый ионный ток образовывался как на фронте, так и на спаде импульса напряжения. В свою очередь, была обнаружена возможность повышения доли выносимого заряда при подборе оптимальной длительности импульсного напряжения, при которой на фронте импульса генерировалось ~31%, а на спаде ~69% от суммарного вытянутого заряда.

Литература:

[1] Особенности влияния импульсного питающего напряжения на структуру и характеристики поверхностного разряда / В. В. Воеводин, М. В. Соколова, М. В. Малашин, И. Е. Ребров // Электротехника. – 2017. – № 8. – С. 53-56.

[2] Volume-surface barrier discharge in dried air in three-electrode system fed by impulse high voltage with nanosecond rise time / M. V. Malashin, I. E. Rebrov, S. V. Nebogatkin [et al.] // The European Physical Journal. Applied Physics. – 2016. – Vol. 75. – No 2. – P. 1-10. – DOI 10.1051/epjap/2016150581.

[3] Мошкунов С.И. и др. Двухканальный высоковольтный генератор прямоугольных импульсов для объемного ускорения электрогидродинамических потоков // Известия высших учебных заведений. Физика. 2016. Т. 59, № 9/3. С. 110–113.

voyevodinvv@gmail.com

РАСЧЕТНО-ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ФОРМИРОВАНИЯ ЭЛЕКТРОДУГОВЫХ РАЗРЯДОВ В ТРЕХФАЗНОМ ПЛАЗМОТРОНЕ

В. В. Миронов[1], А. Ш. Козаев[1*], А. С. Негодяев[1]**

[1]АО ГНЦ "Центр Келдыша", Москва, Россия

ВВЕДЕНИЕ

Плазменная обработка материалов значительно повышает такие характеристики как прочность, твердость, износостойкость. Также при создании новейших образцов ракетно-космической техники наземная отработка теплозащитных покрытий и материалов имеет большое значение. Во всех вышеперечисленных процессах основным инструментом, является электродуговой подогреватель (ЭДП) или плазмотрон. В Центре Келдыша был разработан и применяется плазмотрон уникальной конструктивной схемы «Звезда» [1].

Для упомянутых сфер применения плазмотронов одним из ключевых факторов является ресурс. На ресурс оказывает существенное влияние шунтирование – взаимодействие электрической дуги с элементами проточного тракта. Шунтирование бывает различных видов. В наиболее широком смысле его можно разделить на крупномасштабное и мелкомасштабное.

В настоящей работе рассматривается взаимодействия дугового разряда с элементами конструкции (камера смешения и конфузоры), которое в рамках принятой классификации является мелкомасштабным шунтированием.

Целью работы является изучение особенностей формирования дуговых разрядов и их шунтирования в плазмотроне «Звезда».

ОСОБЕННОСТИ ПЛАЗМОТРОНА «ЗВЕЗДА»

Схема электродугового подогревателя переменного тока «Звезда» [2, 3] представлена на рис. 1. Плазмотрон состоит из трех одинаковых дуговых камер, расположенных под углом 2π/3 друг к другу, и общей смесительной (демпферной) камеры (1). Дуговая камера состоит из затыльника (2), камеры-электрода (3) и сжимающего канала (конфузора) (4). Для повышения эрозионной стойкости электродов используется вращение опорных пятен дуг в электродуговой камере, для чего каждый

электрод снабжен катушками (5). К электродам подведены фазы питающей сети (*A, B* и *C*). Чтобы обеспечить устойчивое горение каждой дуги и иметь возможность изменять величину тока дуги, в каждую фазу последовательно с дугой включена катушка индуктивности (*L1-L3*). На рис. 2 изображены измерительные трансформаторы тока (*TA1-TA3*), с помощью которых происходит контроль дуговых токов. Камеры-электроды отделены от сжимающего канала электрическим изолятором (завихрителем). Основной расход рабочего газа $G_{осн}$ подается между конфузором и камерой-электродом через изоляторы. Оставшаяся часть расхода $G_{всп}$ (10 – 30%) подается со стороны затыльника. Смесительная камера (1) содержит выходное сопло, ось которого перпендикулярна плоскости рисунка.

Поджиг дуги, в исследуемом электродуговом подогревателе инициируется разностью электрических потенциалов между электродуговой камерой и сжимающим каналом. В этот момент из-за того, что сжимающие каналы электрически соединены между собой, дуги взаимодействуют друг с другом по схеме «звезда» с нулевой точкой на металле. После прохождения сжимающих каналов дуги вытягиваются в смесительную камеру и сходятся друг с другом с нулевой точкой в плазме.

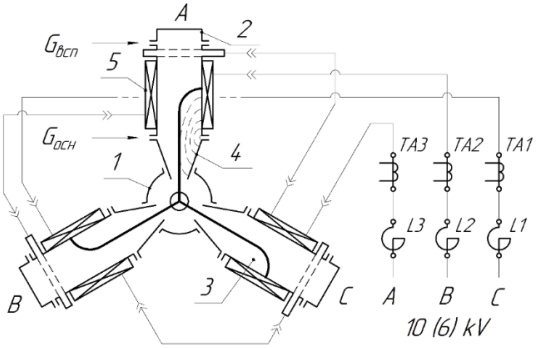


Рисунок 1. Плазмотрон «Звезда» с системой электропитания

РАСЧЕТ И ЭКСПЕРИМЕНТ

В соответствии с целью, поставленной перед экспериментом, был рассчитан режим работы плазмотрона. Определение режимных параметров проводилось по инженерным методикам представленным в [2, 4], основанным на эмпирических зависимостях, которые показали свою

достоверность и достаточную точность на плазмотроне «Звезда» с воздухом в качестве рабочего тела. Также было произведено моделирование течения в Solid Works FlowSimulation. В расчетах определялись такие параметры как расход рабочего тела и давление в плазмотроне, температура газа в выходном сечении, дуговое напряжение, диаметр дугового канала, местоположение опорных пятен дуги и тепловой поток от дуговых разрядов.

Достижение поставленной в работе цели связано с необходимостью визуального наблюдения особенностей формирования электродуговых разрядов в камере, а также анализа соответствия данных особенностей классическим представлениям. Для этого узел отбора давления плазмотрона «Звезда» был переделан в отсек для размещения видеокамеры.

Анализ полученных экспериментально данных показал, что теоретический расчет с помощью инженерных методик был выполнен верно, разница в расчетных и измеренных величинах находится в порядках погрешности. Разработанная методика показала с хорошей точностью (в пределах погрешности) совпадение расчетных величин газодинамических процессов, протекающих в электродуговом подогревателе «Звезда» с экспериментальными параметрами.

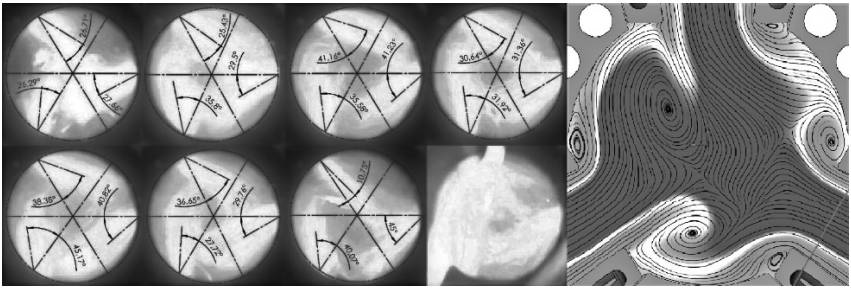


Рисунок 2. Измерение и сравнение углов отклонения потоков

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение следует отметить, что сделана удачная попытка организации системы визуального наблюдения за процессом формирования и существования дуговых разрядов. В результате проведенных расчетов, моделирования в пакете FlowSimulation, а также анализа видеозаписи работы плазмотрона «Звезда» сделаны следующие заключения:

1. На базе коммерческого программного комплекса разработана методика расчета основных газодинамических параметров проточного тракта ЭДП.
2. Получены результаты, соотносящиеся с газодинамическими процессами, протекающими внутри плазмотрона.
3. Вид и расположение дуговых разрядов отличается от классического представления существования прямолинейных ядер, объединяющихся в одну точку в центре камеры смешения.
4. Картина, отражающая формы и положение дуговых разрядов, не является стационарной, а периодична, время периода составляет порядка 12-30 Гц.
5. Дуговые разряды не соединяются в одну точку в геометрическом центре, а отклоняются на выходе из сжимающих каналов на среднее значение 33,85˚ при ширине диапазона от 10,75˚ до 45,17˚ см. рисунок 2. Данный факт, связан с газодинамическими особенностями формирования течения в тракте.
6. Проведенные расчеты в программном комплексе Solid Works FlowSimulation указывают на то, что направление траекторий скорости газа, выходящего из сжимающего канала, имеет отклонение от оси электрода см. рисунок 2. Данный факт хорошо согласуется с наблюдаемым отклонением дуговых разрядов от оси электрода в эксперименте.

Литература:

[1] Голиков А.Н., Зайкин Н.С., Свирчук Ю.С. Патент РФ на изобретение «Трехфазный электродуговой плазмотрон и способ его запуска» № 2577332 опубликован 20.03.2016 г. в бюллетене «Изобретения. Полезные модели» № 8.
[2] Коротеев А. С., Миронов В. М., Свирчук Ю. С. Плазмотроны: конструкции, характеристики, расчет. М.: Машиностроение, 1993. 296с.
[3] Svirchuk Y.S., Golikov A.N. Three-Phase Zvezda-Type Plasmatrons.-IEEE Transaction on Plasma Science, December 2016, volume 44, number 12, p.3042-3047.
[4] Дорофеев А. А. Основы теории тепловых ракетных двигателей. М.: Изд-во МГТУ им Н.Э. Баумана, 1999. 415с

*kozaevalan@gmail.com
**negoandr@gmail.com

СОЗДАНИЕ ГИБКОГО ТОНКОПЛЕНОЧНОГО ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ ДЛЯ ДИАПАЗОНА -50...150 ГРАДУСОВ ЦЕЛЬСИЯ

О. П. Плотникова[1], Д. В. Кириллов[2], Н. А. Туманов[1, 2], Д. С. Манегин[1, 2], В. А. Рязанов[2]

[1]ООО "ТТЭГ", Москва, Россия

[2]МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия

В работе представлены результаты проекта по созданию высокочувствительных термоэлектрических преобразователей для малых перепадов температур на гибкой пленочной основе, состоящих из большого количества последовательно соединенных компактных термопар. Датчики были изготовлены методом послойного магнетронного напыления термоэлектрических сплавов на гибкую полимерную подложку через фотолитографические маски. В качестве термоэлектрических сплавов была взята пара хромель-Т и копель. Представлены предварительные рабочие параметры полученных образцов.

Работа проводилась при финансовой поддержке ФГБУ «Фонд содействия развитию малых форм предприятий в научно-технической сфере» (Фонд содействия инновациям) – Договор №4005ГС1/65541

Дифференциальные датчики температуры используются повсеместно, в том числе в системах оповещения о возгорании или об утечке теплоносителя. Однако в диапазоне небольших температур (-50...150°C) измерения с помощью пассивных датчиков затруднены. Чем меньше перепад температур, тем больше погрешность измерения, тем более точное и дорогостоящее оборудование требуется для интерпретации получаемого с датчика сигнала. По этой причине для этого диапазона температур чаще используют термосопротивления, но для их работы требуются отдельные источники питания [1]. Кратное увеличение удельной термоЭДС пассивного термодатчика позволило бы существенно упростить и удешевить измерения перепадов температур в указанном диапазоне.

Вакуумно-плазменные технологии позволяют создавать компактные и эффективные электронные компоненты, в том числе чувствительных элементов с многократно более высоким уровнем выходного сигнала без

существенного увеличения цены, габаритов, массы и материалоемкости относительно существующих пассивных термодатчиков.

Целью работы являлись разработка технологии, изготовление и подтверждение работоспособности прототипов тонкопленочных термоэлектрических преобразователей и подтверждение их работоспособности.

Технология изготовления тонкопленочных термоэлектрических преобразователей основана на методе магнетронного напыления [2, 3] термоэлектрических сплавов в виде двухслойного покрытия на полимерную подложку. Данный метод позволяет формировать тонкие пленки металлов, в том числе сплавов, почти без изменения их состава.

Перед напылением проводилась очистка в плазме ионного пучка, создаваемого ускорителем с анодным слоем. Экспозиция и энергия ионного пучка подбирались из условия сохранения маски. Толщина напыляемых слоев составляла 280 нм, так как при толщине слоя металлизации более 300 нм существенно затрудняется последующее снятие фоторезиста под ним. Были выбраны сплавы хромель-Т и копель благодаря сочетанию их высокой удельной термоЭДС и технологичности. В качестве материала подложки использовалась полиимидная пленка, так как от подложки требовалась механическая прочность, термостойкость, устойчивость к растворителям и минимальная усадка при нагреве.

Оптимальный способ расположить максимальное количество пар спаев на единице площади и разнести области горячих и холодных спаев – рисунок в виде меандра. Этот рисунок следовало создать из двух слоев сплавов, обеспечивая перекрытие слоев в областях спаев холодной и горячей стороны. Обычная фотолитография, предназначенная для химического травления требуемого рисунка на сплошном слое металлизации, для двухслойного элемента не подходит ввиду повреждения нижнего напыленного слоя в процессе травления верхнего. Поэтому был выбран метод бесшаблонной обратной фотолитографии [4, 5], который применялся дважды для последовательного нанесения пленок хромеля-Т и копеля. Метод фотолитографии требовал надежного закрепления пленки на твердом основании, в роли которого выступала кремниевая пластина. Рассматривалось два метода: осаждение жидкого полиимида на подслой вольфрама и использование полиимидной пленки с клеевым слоем. Первый способ подразумевал снятие образовавшегося гибкого полиимидного основания с помощью химического растворения подслоя вольфрама, что из-за длительности процесса повреждало полиимид.

Поэтому было решено в качестве основы использовать готовую пленку толщиной 20 мкм с клеевым слоем, равномерно и без дефектов закрепленную на кремниевой подложке.

Таким образом, на полиимидном основании был получен ряд гибких чувствительных элементов с размерами 20x24 мм, разрешение структур в опытной партии составляло от 1 мм до 50 мкм. Расчетные сопротивления элементов от 0,95 до 91,7 кОм, расчетные удельные термоЭДС от 0,68 до 6,57 мВ/К Размеры элементов и разрешение структур обусловлены оборудованием, использовавшимся для фотолитографии.

С помощью описанной методики были получены чувствительные элементы на гибком полиимидном основании, закрепленном на кремниевой пластине. Отделение пленки производилось различными методами, но наилучший результат показало отделение с нагревом кремниевых пластин. Тем не менее ряд образцов был поврежден и потерял проводимость. Элементы до отделения от кремниевой пластины показаны на рисунке 1.

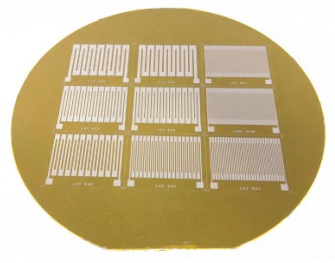


Рисунок 1. Чувствительные элементы термоэлектрических датчиков на кремниевой пластине

В результате были получены прототипы чувствительных элементов с шириной дорожки 0,5 мм и 0,3 мм с количеством пар спаев от 11 до 18 соответственно. Сопротивление составило от 1,4 кОм до 7,8 кОм. Элементы вырабатывали термоЭДС при нагреве спаев с одной стороны величиной от 0,57 до 0,93 мВ/К, что в пересчете на пару спаев соответствует 52 мкВ/К.

Теоретические значения сопротивлений работоспособных образцов составляют от 0,95 до 2,59 кОм для ширины дорожки 0,5 мм и 0,3 мм соответственно. Фактические значения сопротивлений в 1,5...3 раза больше, чем расчетные значения. Столь существенное различие, вероятнее всего, связано с появлением микротрещин при отделении образцов от подложки.

Теоретические значения удельной термоЭДС работоспособных образцов составляют от 0,68 мВ/К до 1,12 мВ/К из расчета 62 мкВ/К с одной пары спаев. Меньшее значение фактических удельных термоЭДС по сравнению с теоретическими, предположительно, связано с изменением стехиометрических составов сплавов при магнетронном нанесении на подложку. Также возможно влияние химического загрязнения областей спаев в процессе нанесения маски.

Проведенная работа показала работоспособность метода получения тонкопленочных термоэлектрических преобразователей методом послойного магнетронного напыления на полимерную подложку. Полученные образцы показали среднюю удельную термоЭДС в пересчете на пару спаев 52 мкВ/К, что близко к теоретическому значению 62 мкВ/К.

Однако серьезной проблемой технологии оказалось отделение готовых образцов от твердого основания, требуемого для нанесения масок методом фотолитографии. Решение этой проблемы позволит получить работоспособные образцы с разрешением 50 мкм с термоЭДС элемента до 6,57 мВ/К, что при перепаде температур 100 К соответствует генерируемому напряжению 0,66 В.

Литература:

[1] Аш Ж. Датчики измерительных систем: В 2-х книгах. Кн. 1 – пер. с франц. – М.: Мир, 1992. – 480 с.

[2] Марахтанов М.К., Духопельников Д.В., Воробьев Е.В., Кириллов Д.В. Трибологические свойства серебряных покрытий, полученных методом магнетронного распыления // Наноинженерия. – 2014. – № 9 (39). – С. 30-32.

[3] Духопельников Д.В., Рязанов В.А., Воробьев Е.В., Абгарян В.К., Попов Г.А., Хартов С.А. Эффективные коэффициенты распыления титана, нитрида титана и молибдена ионами азота и смеси азот-кислород // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. – 2016. – № 12. – С. 15-21.

[4] Боброва Ю.С., Андроник М., Щербаков В.И., Китаев И.В. Фотолитография в технологии изготовления плат силовых модулей специального назначения // Технологии в электронной промышленности. – 2016. – №2 (86). – С. 31-34.

[5] Аваков С.М., Плебанович В.И. Безмасковая литография // Наноиндустрия. – 2018. – №82. – С. 200-202.

plotnikovaolgap97@gmail.com

СОЗДНАНИЕ НАНОКОМПОЗИТОВ НА ОСНОВЕ СМЕШАННЫХ ОКСИДОВ МОЛИБДЕНА И ТИТАНА В ПЛАЗМЕ ИМПУЛЬСНОГО ПОДВОДНОГО РАЗРЯДА И ИХ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПРИМЕНЕНИЕ

Н. А. Сироткин[1*], А. В. Хлюстова[1]

[1]Институт химии растворов им. Г.А. Крестова РАН, Россия, Иваново

Оксиды молибдена и титана относятся к классу полупроводников и, благодаря своей структуре и свойствам, используются в качестве фотокатализаторов, суперконденсаторов и электродов для сенсибилизированных красителями солнечных элементов. В настоящее время одной из областей исследований является изучение нанокомпозитов на основе оксидов молибдена и титана. Данные композиты обладают высокой электроемкостью, повышенной фотокаталитической активностью и улучшенными фотоэлектрическими характеристиками [1]. Сенсибилизированные красителем солнечные элементы являются одними из главных кандидатов в недорогие и высокопроизводительные преобразователи солнечной энергии. Оксид титана может быть успешно использован в качестве материала слоя переноса электронов в подобных ячейках [2]. Для изменения электронных свойств диоксида титана используется или легирование исходного TiO_2, или создание гетероструктур. В данной работе исследуется возможность применения низкотемпературной плазмы для синтеза оксидных композитов Mo-Ti. Целью данной работы было исследование возможности использования низкотемпературной плазмы в контакте с жидкостью для получения гетероструктур на основе двух оксидов металлов. Цель работы заключается в получении и характеризации биметаллических композитов на основе оксидов титана и молибдена с использованием плазмы подводного разряда.

Синтез биметаллических оксидных композитов проводился на установке, подробно описанной в [3]. В качестве электродов в экспериментах использовались стержни из молибдена (Aldrich, США, 99%) и титана (Tangda, Китай, 99%) диаметром 1 мм. Металлические стержни помещались в погруженную в воду керамическую трубку с межэлектродным расстоянием в 3 мм. Неизолированная длина электродов составляла 2.5 мм. Разряд инициировался источником высокого напряжения и постоянного тока. Были проведены две серии экспериментов. Первая серия экспериментов

проводилась с молибденовым анодом и титановым катодом. Во второй серии экспериментов Ti использовался в качестве анода, а Mo - в качестве катода. После экспериментов образовавшиеся суспензии центрифугировали, а осадки сушили при 100ºС в течение 3 часов. Спектры излучения плазмы регистрировались при помощи волоконно-оптического спектрометра AvaSpec-ULS3648 (Avantes BV, Нидерланды) в диапазоне 200-900 нм. Кристаллический и фазовый состав полученных наночастиц смешанных оксидов молибдена и титана исследовали методом рентгеновской дифракции (рентгеновский дифрактометр D2 PHASER, Brucker, источник Cu-K_α). Химический состав, морфология поверхности и кристаллическая структура были проанализированы с помощью сканирующей электронной микроскопии (TESCAN VEGA 3 SBH, Чешская Республика), в совокупности с рентгеновской энергодисперсионной спектроскопией (Oxford Instruments, Великобритания), и просвечивающей электронной микроскопией (JEOL 2200FS, Япония).

На основании визуальных наблюдений можно предположить, что разряд горит в импульсном режиме. Однако различная полярность используемых электродов влияет на внешний вид разряда. Длительность однократного разряда составляет 0.5 и 0.9 мкс для анодов из титана и молибдена соответственно. Отсюда следует большее значение энергии одиночного разряда при меньшей средней мощности. Средняя мощность разряда с титановым анодом выше, чем с молибденовым. Это связано с более высоким значением падения напряжения на электродах при постоянном значении разрядного тока (250 мА). Спектр излучения подводной плазмы с молибденовым анодом и титановым катодом содержит атомные линии Mo I при 323, 338, 350, 441 и 476 нм и Ti I при 335, 368, 372, 376, 430, 498 и 500 нм. Спектр излучения плазмы с титановым анодом и молибденовым катодом содержит атомные линии Ti I при 335, 369, 377, 391, 430, 453, 489 и 500 нм, а также Mo I при 323, 338, 445 нм и 476 нм. Спектры обеих плазм содержат гидроксильные полосы при 306–308 нм, бальмеровские линии атомарного водорода при 486 и 656 нм и линии кислорода при 777 и 844 нм.

Согласно результатам рентгенофазового анализа в экспериментах с молибденовым анодом полученный порошок можно описать как MoO_3 + TiO_2 в фазе рутила. В экспериментах с титановым анодом дифракционный анализ показал присутствие диоксида титана в фазах анатаза и рутила. Оксид молибдена присутствует в виде нестехиометрических оксидов α-Mo_4O_{11}, γ-Mo_4O_{11}, η-Mo_4O_{11}, Mo_8O_{23} и Mo_9O_{26}. СЭМ анализ показывает, что образцы Mo-Ti имеют форму пластин, на которых видна слоистая структура.

Двухмерная слоистая структура присуща стабильной фазе α-MoO_3. Толщина слоя около 45 нм. Образец Ti-Mo состоит из частиц неправильной формы, включая сферическую. Анализ EDS показал сигналы кислорода, молибдена и титана. Содержание Mo и Ti в образцах Ti-Mo и Mo-Ti соответственно указывает на образование оксидных слоев на поверхности. Было определено, что атомные отношения Mo:Ti и Ti:Mo составляют 5:1 и 5.7:1 соответственно. Эти результаты показывают возможность синтеза двухкомпонентных композитов с соотношением материала анода 5:1 (металл/оксид металла). В этом случае можно сказать, что образец Mo-Ti представляет собой MoO_3, декорированный TiO_2, а образец Ti-Mo представляет собой TiO_2 смешанной фазы, декорированный нестехиометрическим оксидом молибдена. Микроструктуры синтезированных образцов были проанализированы методами ПЭМ (рисунок 1). Расстояния между параллельными полосами были определены равными 0.32, 0.35, 0.36 и 0.42 нм, что соответствует (001) рутила, (101) анатаза, (001) α-MoO_3 и (011) γ-Mo_4O_{11} соответственно. В случае экспериментов с Mo-Ti диаграммы SAED показывают, что порошок имеет монокристаллическую структуру. В экспериментах с титановым анодом сплошные кольцевые диаграммы демонстрируют поликристаллическую структуру. Изображения показывают, что размер частиц был менее 30 нм для образца Ti-Mo и более 50 нм в случае композита Mo-Ti.

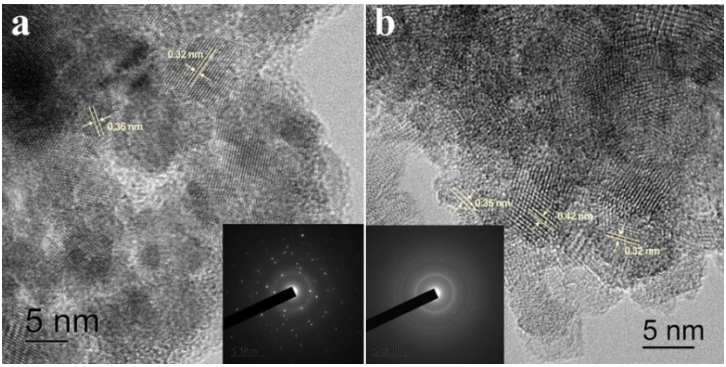


Рисунок 1. ПЭМ-изображения образцов наночастиц смешанных оксидов Mo-Ti (а) и Ti-Mo (б)

На рисунке 2а схематически показано устройство фотоэлемента. Тест проводился в темноте с галогенной лампой, освещающей образец через равные промежутки времени для изучения фотоэлектрических характеристик. Для сравнения также были протестированы коммерческий

диоксид титана - TiO_2(c), диоксид титана – TiO_2(s) и нестехиометрический оксид молибдена (MoO_x), синтезированные с помощью подводной плазмы. Полученные устройства показывают стабильный и воспроизводимый отклик фототока. Значения плотности фототока уменьшаются по линии Ti-Mo>MoO_x>Mo-Ti>TiO_2(c)>TiO_2(s) (рисунок 2б). Несмотря на это, фототок для TiO_2 более стабилен. Величина фототока для композита Ti-Mo выше, чем для TiO_2(s). Это означает, что добавление оксидов молибдена к TiO_2 увеличивает его фотопроводимость. Нестехиометрический оксид молибдена дает более высокий фототок, чем MoO_3 с TiO_2 (образец Mo-Ti). Образование MoO_x на поверхности смешанного TiO_2 позволяет увеличить фототок в 4 раза при облучении видимым светом. Это может быть связано с образованием структур гетероперехода. Полученные результаты показали, что композит на основе смешанного диоксида титана, декорированного MoO_x, является наиболее перспективным материалом для электронного транспорта в сенсибилизированных красителями солнечных элементах.

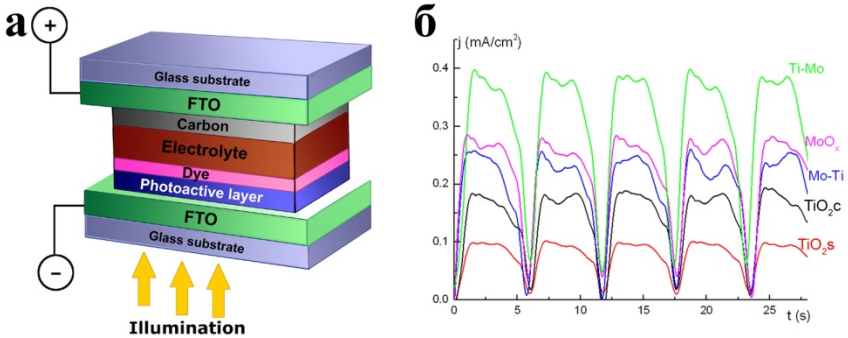


Рисунок 2. Схема фотоэлемента (а) и отклик фототока (б).

Литература:

[1] A. Q. Khan, S. Yuan, S. Niu, L. Zheng, W. Li, and H. Zeng, Optics Express, 2017, 25, A539-A546.

[2] G. K. Mor, O. K. Varghese, M. Paulose, K. Shankar and C. A. Grimes, *Solar Energy Mater. Solar Cells*, 2006, **90**, 2011-2075.

[3] N. A. Sirotkin, A. V. Khlyustova, V. A. Titov, A. S. Krayev, D. I. Nikitin, O. A. Dmitrieva and A. V. Agafonov, Plasma Chem. Plasma Process. 2020, 40, 571-587.

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ (грант №21-73-00034).

* alexsad8@yandex.ru

КИНЕТИЧЕСКИЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ ОБРАЗОВАНИЯ ТВЕРДОЙ ФАЗЫ В ВОДНОМ РАСТВОРЕ СУЛЬФАТА ЖЕЛЕЗА (III) ПОД ДЕЙСТВИЕМ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА

К. В. Смирнова[1], Д. А. Шутов[1], А. Н. Иванов[1], В. В. Рыбкин[1]

[1]Ивановский государственный химико-технологический университет, Иваново, Россия

Наночастицы оксида железа (Fe_2O_3) обладают рядом уникальных свойств, таких как суперпарамагнитное поведение, биосовместимость, а также возможность химического изменения их поверхности. Материалы на основе Fe_2O_3 можно применять в фотокаталитических процессах, противомикробных средствах, магнитных носителях информации, приложениях для биосенсоров и в биомедицинских применениях.

Один из новых и перспективных методов синтеза оксида железа (III) это плазменно-растворный метод. В последние годы показаны возможности получения наночастиц металлов, оксидов и некоторых других соединений с использованием газовых разрядов, контактирующих с жидкостями. Способы возбуждения разрядов и ячейки, применяемые для синтеза, рассмотрены в обзорных работах [1]. Широкое применение плазменно-растворных систем ограничено малой изученностью кинетики процессов в системе «раствор-разряд».

В данной работе приведены результаты исследования кинетики образования ультрадисперсных порошков в приповерхностном слое водных растворов сульфата железа III под действием тлеющего разряда.

Растворы готовили путем растворения сульфата железа III $Fe_2(SO_4)_3$ в дистиллированной воде. Начальная концентрация раствора составляла 5 ммоль/л. Плазменно-растворная система представляла собой Н-образную ячейку с двумя вынесенными титановыми электродами, таким образом, что раствор в одном плече ячейки являлся катодом (жидкий катод), а в другой-анодом (жидкий анод). Такой способ является простым в исполнении, при этом не происходит загрязнения растворов материалом электродов. Подробное описание схемы установки и методики эксперимента приведено в работе [2].

Для изучения кинетики процесса образования твердой фазы в растворе использовали турбидиметрический метод анализа. Интенсивность

прошедшего через раствор света (на 1 мм ниже поверхности), измеряли с помощью спектрометра AvaSpec-2048 FT-2 (Avantes, Нидерланды). Оптическая длина составляла 45 мм. Источником света служил He-Ne лазер (λ = 632,8 нм).

После зажигания разряда, первые десятки секунд не наблюдается видимого изменения в растворе. Через 30 секунд, в анодной ячейке на поверхности, вблизи зоны разряда, образуются слипающиеся частицы темно-оранжевого цвета. Через минуту становится сложно различить отдельные частицы, происходит образование устойчивого коллоидного слоя примерно. В дальнейшем этот слой растет вглубь раствора.

Сульфат железа III хорошо растворимая в воде соль и подвержена гидролизу, поскольку образована сильной серной кислотой и слабым основанием. Гидролиз идет по катиону Fe^{3+} с образованием кислой среды.

В ячейке жидкий анод (ЖА) наиболее вероятен процесс восстановления молекул воды, в результате активной бомбардировки электронами и отрицательными ионами из плазмы:

$H_2O + e = OH^- + H\cdot$ (1)

Далее идет образование основных малорастворимых основных солей железа 3+ (гидроксосульфатов), и даже образованием гидроксида железа 3+ в результате смещения процессов гидролиза исходной соли.

$Fe^{3+} + OH^- + SO_4^{2-} = Fe(OH)SO_4\downarrow$ (2)

Мольное соотношение компонентов в соли: Fe:S = 1:1.

Возможные процессы происходящие в растворе:

$Fe^{3+} + 3OH^- = Fe(OH)_3\downarrow$ (3)

Необратимый гидролиз по катиону:

$Fe^{3+}+3H_2O=Fe(OH)_3+3H^+$ (4)

Вероятны также процессы восстановления катионов металла до промежуточных степенней окисления ионов железа и их дальнейшего гидролиза:

$Fe^{3+} + e_{solv} = Fe^{2+}$ (5)

$Fe^{2+} + 2OH^- = Fe(OH)_2\downarrow$ (6)

Наличие отрицательно заряженных мицелл определяет конкретную форму турбидиметрической кинетической кривой (рис. 1-а). При включении разряда в растворе происходят два процесса. Первый процесс - это выход исходных мицелл (образовавшихся в результате гидролиза еще при растворении соли в воде) из приповерхностного слоя раствора за счет их дрейфа в электрическом поле. Второй процесс - образование мицелл под действием разряда. Первый процесс преобладает при

начальных временах обработки и приводит к осветлению раствора, что наблюдается в качестве увеличение интенсивности на турбидиметрических кривых в начальные моменты времени. В дальнейшем, увеличение времени обработки приводит к тому, что процесс образования новых мицелл преобладает над их растворением. Происходит накопление частиц, за счет чего рассеяние света увеличивается, а пропускание света через раствор снижается.

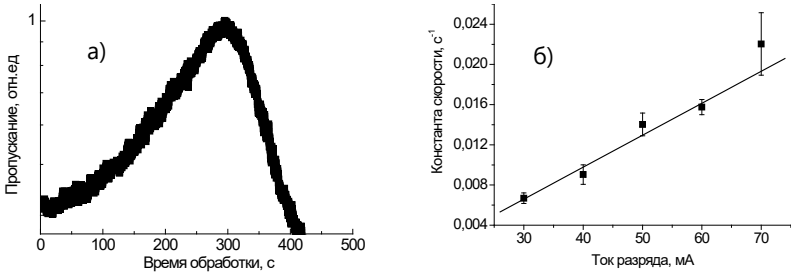


Рисунок 1. а - Турбидиметрические кривые для раствора $Fe_2(SO_4)_3$, C=5 ммоль/л, I_p=50 мА. б - Зависимость эффективной константы скорости от тока разряда в анодной ячейке.

Скорость образования слоя коллоидного раствора увеличивалась с увеличением тока разряда. На рис. 1-б показана зависимость эффективной константы скорости, полученная из наклона второго участка кинетической кривой.

С точки зрения химии наблюдаемые явления можно объяснить следующим образом. Хорошо известно, что воздействие разряда на жидкий катод и жидкий анод приводит к разным процессам [3, 4]. Раствор в катодной ячейке становится кислым, а в анодной - щелочной. Например, при токе разряда 40 мА в атмосфере воздуха pH в жидком аноде увеличивается с 7 до 11, а в жидком катоде pH снижается с 7 до 3 при продолжительности горения разряда 300 с. По-видимому, образование щелочного раствора связано со следующими процессами, подробно рассмотренных в работах [5]. Поверхность жидкого анода, в отличие от катода, бомбардируется потоком электронов, которые быстро сольватируются. В результате их концентрация в поверхностном слое толщиной порядка нескольких нанометров достигает значения около 1 ммоль/л. Основная реакция распада сольватированных электронов - это их реакция с молекулами воды, приводящая к образованию гидроксид-ионов, то есть образованию щелочной среды.

$H_2O + e_{solv} \rightarrow O + OH^-$ ($2K=1.1\cdot10^{10}$ l/(моль·с)) (7)

Скорость этой реакции должна увеличиваться с увеличением тока разряда, что соответствует эксперименту (рис. 1-б). Поскольку концентрация молекул воды на три порядка выше, чем концентрация ионов металлов, сольватированные электроны расходуются на реакцию (7), а не на восстановление ионов металла. Действительно, эксперимент показывает, что pH раствора в анодной ячейке увеличивается с увеличением времени обработки разрядом. В то же время в катодной ячейке его значение снижается. Таким образом, за время 300 с, при концентрации сульфата железа III 5 ммоль/л и токе разряда 50 мА, pH в анодной ячейке увеличивается с 2,1 до 3,2, а в катодной ячейке pH падает с 2,1 до 1,8.

Работа поддержана Государственным заданием Минобрнауки РФ № FZZW-2020-0009.
Исследование проведено с использованием ресурсов Центра коллективного пользования научным оборудованием ИГХТУ (при поддержке Минобрнауки России, соглашение № 075-15-2021-671).

Литература:

[1] Saito G., Akiyama T. Nanomaterial Synthesis Using Plasma Generation in Liquid // Journal of Nanomaterials, – 2015. – V. 2015. – P 21.
[2] Shutov D.A., et al Synthesis of oxygen-containing iron powders and water purification from iron ions by glow discharge of atmospheric pressure in contact with the solution // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2020. V. 53. N 28. P. 445202.
[3] Ivanov A.N., Shutov D.A., Manukyan A.S., Rybkin V.V. Influence of Non-uniformity of Generation of Active Particles on Deposition Processes and Redox Reactions in a Glow Discharge in Contact with Water // *Plasma Chem. Plasma Process.* 2019. V. 39. N 1. P. 63-73
[4] Witzke M., Rumbach P., Go D.B., Sankaran R.M. Evidence for the electrolysis of water by atmospheric-pressure plasmas formed at the surface of aqueous solutions // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2012. V. 45. N 7. P. 442001
[5] Rumbach P., Bartels D.M., Go D.B. The penetration and concentration of solvated electrons and hydroxyl radicals at a plasma-liquid interface // Plasma Sours. Sci. Technol. 2018. V. 27. N 11. P. 115013

smirnovakv1@gmail.com

ПЛАЗМОХИМИЧЕСКАЯ ОБРАБОТКА ВОДЫ И ХИТОЗАНА ДЛЯ ПРИДАНИЯ ИМ ФИТОСТИМУЛИРУЮЩИХ СВОЙСТВ

В. А. Титов[1], И. К. Наумова[2], А. В. Хлюстова[1], Н. А. Сироткин[1]

[1]*Институт химии растворов им. Г.А. Крестова Российской академии наук, Иваново, Россия*

[2]*Ивановская государственная сельскохозяйственная академия им. Д.К. Беляева, Иваново, Россия*

Одним из перспективных направлений прикладной плазмохимии является изучение возможных путей применения плазмы в сельском хозяйстве, а также при производстве и хранении пищевых продуктов [1-3]. В ряде работ показано, что с использованием низкотемпературной плазмы можно улучшить всхожесть семян зерновых, овощных и цветочных культур. При этом используется как непосредственная обработка семян в плазме пониженного или атмосферного давления, так и газоразрядная обработка воды, которую применяют для замачивания семян при проращивании и для полива всходов. Еще одним направлением применения плазмы является получение стимуляторов всхожести и роста растений из природного сырья. Так, обработка порошкообразного хитозана в плазме пониженного давления или обработка его в растворе с использованием разрядов атмосферного давления ведет к деструкции полисахарида с получением низкомолекулярных водорастворимых фракций хитозана, которые обладают фитостимулирующими свойствами. В данной работе проведено сравнительное исследование воды после плазмохимической обработки и водорастворимых фракций хитозана как стимуляторов всхожести и роста гороха (*Pisum Sativum Convar. Sativum*).

Разряд возбуждали, подавая переменное напряжение ($U \leq 2$ кВ, f = 50 Гц) на графитовые электроды диаметром 6 мм, которые были заключены в стеклянные трубки и погружены в жидкость. Ток замыкался через торцы электродов, не закрытые стеклом. Разряд квазипериодически возникал в парогазовых пузырьках, формирующихся за счет электрохимических процессов и перегрева жидкости у торцевой поверхности электрода, Осциллограммы напряжения и тока, полученные с использованием цифрового осциллографа OWON PDS 5022C и многоканального аналого-цифрового преобразователя «Measurement minilab 1008», использовали для определения амплитудных и средних значений тока и напряжения

горения разряда, а также для расчета рассеиваемой в ячейке мощности. Спектры излучения плазмы регистрировали спектрометром AvaSpec ULS3648 (Avantes BV, Нидерланды) с разрешением 0,3 нм. Фотография разряда приведена на рис. 1, а спектр излучения плазмы – на рис. 2.

В экспериментах использовали водопроводную воду, которую обрабатывали при амплитудных значениях напряжения на электродах около 800 В и тока 200 мА в течение 5–30 минут. Объем воды в ячейке был 500 мл, ее начальная температура была комнатной, а после обработки достигала 95 °С. Обработанную воду, охлажденную до комнатной температуры, использовали для проращивания семян перед посевом и полива почвы в период роста растений. Водорастворимые фракции хитозана получали путем газоразрядной обработки его 1%-ного раствора в уксусной кислоте. Использовались та же установка и условия, что и для обработки воды. Водорастворимые фракции выделяли из обработанных растворов по методике, приведенной в [4]. После обработки раствора величину его pH доводили до 7,5 с помощью раствора NaOH. Выпавший в осадок хитозан удаляли центрифугированием при 6000 об/мин в течение 30 мин. Затем раствор смешивали с равным объемом ацетона, чтобы отделить второй осадок (водорастворимый хитозан). Осадок сушили при 60 ° С в течение 24 часов. Выход водорастворимых фракций зависит от концентрации уксусной кислоты и максимален при использовании 2%-ного раствора (табл. 1). Полученные продукты характеризовали с использованием методов рентгеновской дифракции и ИК спектроскопии. По изменению средневязкостной молекулярной массы оценивали константы скорости деструкции. Для проращивания семян и полива почвы использовали 0,2%-ный раствор низкомолекулярных фракций хитозана в дистиллированной воде.

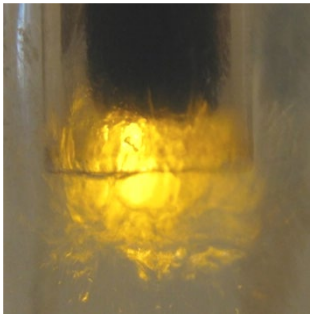


Рисунок 1. Фото разряда.

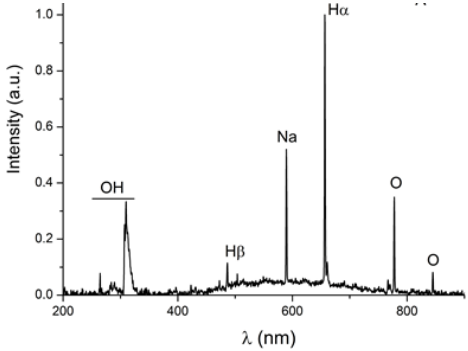


Рисунок 2. Спектр излучения плазмы.

Таблица 1. Выход водорастворимых фракций хитозана

Концентрация уксусной кислоты	0.5%	1%	2%
Выход водорастворимого хитозана	0.5%	5.85%	12.83%

Удельную электропроводность воды измеряли кондуктометром Анион 4100, величину pH и концентрации нитрит- и нитрат-ионов – иономером И-160МИ с использованием ион-селективных электродов Концентрацию пероксида водорода после плазменной обработки определяли спектрофотометрически с использованием $TiOSO_4$ в качестве химического зонда. Продукт регистрировали при 407 нм на спектрофотометре (СФ 56, Россия). Всхожесть семян исследовали по методикам, приведенным в [5]. Семена проращивали в чашках Петри на фильтровальной бумаге, увлажненной водой или раствором хитозана после газоразрядной обработки. Семена выдерживали при комнатной температуре (20±2 ° С) в течение 12 суток, смачивая бумагу водой каждые сутки. В контрольных экспериментах семена проращивали аналогично, но использовали воду без обработки. На рис. 3 показаны фото семян гороха при проращивании с использованием воды без обработки (а), воды после плазмохимической обработки (б) и водорастворимых фракций хитозана (в). Параметры всхожести и роста проростков приведены в табл. 2. Полученные результаты мы сравнили с теми, что достигаются при использовании коммерческого фитостимулятора торговой марки «Эпин-экстра» (см. табл. 2). Использование водорастворимого хитозана увеличивает всхожесть на 2-3%. Вместе с тем, энергия прорастания семян увеличивается вдвое, а параметры роста - в 2-2,5 раза.

(а) **(б)** **(в)**

Рисунок 3. Семена гороха на третий день проращивания при использовании воды без обработки (а), после газоразрядной обработки (б) и водорастворимых фракций хитозана (в).

К близким результатам приводит и использование плазменно-активированной воды. Подобные результаты получены и при посеве в грунт (табл. 3).

Таблица 2. Характеристики всхожести и длины проростков на разных стадиях развития (проращивание в чашках Петри)

Стимулятор	Всхожесть, %	Степень набухания, %	Длина проростка, мм	Корневая система, мм
Контроль (вода)	85	238	4	2
Плазменно-активированная вода	86	257	6	3
Водорастворимый хитозан	88	250	10	4
Эпин	87	242	11	5

Таблица 3. Характеристики всхожести и длины проростков на разных стадиях развития (проращивание в грунте)

Способ обработки	Энергия прорастания, %	Грунтовая всхожесть, %	Длина проростков, мм		
			6 сутки	8 сутки	12 сутки
Контроль	65	80	24,9	51,33	133,44
Плазменно-активированная вода	94	96	36,7	83,25	173,13
Водорастворимый хитозан	70	85	21,8	49,38	101,25

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект № 20-02-00501 А.

Литература:

[1] Ranieri P., Sponsel N., Kizer J., Rojas-Pierce M., Hermandez R., Gatiboni L., Grunden A., Stapelmann K. // Plasma Process. Polym. 2020. Vol. 18. e2000162.
[2] Rifna E. J., Ramanan K. R., Mahendran R. // Trends in Food Science & Technology. 2019. Vol. 86. P. 95.
[3] Attri P., Ishikawa K., Okumura T., Koga K., Shiratani M. // Processes. 2020. Vol. 8. № 8. P. 1002.
[4] Tantiplapol T., Singsawat Y., Naringsil N., Damrongsakkul S., Saito N., Prasertsung I. // Innov. Food Sci. Emerg. Technol. 2015. Vol. 32. P. 116.
[5] Васько В. Т. Основы семеноведения полевых культур. – СПб.: Изд-во «Лань», 2012.

titov25@gmail.com

СИНТЕЗ НИКЕЛЬ СОДЕРЖАЩИХ ПОРОШКОВ ПОД ДЕЙСТВИЕМ РАЗРЯДА ПОСТОЯННОГО ТОКА АТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ

А. А. Извекова[1], К. В. Смирнова[1], Д. А. Шутов[1], В. В. Рыбкин[1]

[1]Ивановский государственный химико-технологический университет, Иваново, Россия

Уникальные свойства наночастиц оксидов переходных металлов открывают широкие возможности для создания новых эффективных материалов на их основе, поэтому разработка методов получения нанодисперсных порошков оксидов металлов представляет собой важную задачу современного материаловедения. Нанодисперсные порошки оксида никеля используются в качестве биосенсоров, слоев топливных элементов, композитов и материалов для солнечной энергетики, а также в качестве магнитных наножидкостей [1, 2].

На сегодняшний день нет эффективного метода получения высокодисперсных никель содержащих порошков, которые могли бы быть универсальным по отношению к исходному сырью, одностадийным, быстропротекающим и энергоэффективным.

В последнее время все большее распространение в синтезе различных материалов получили плазменно-растворные системы. В ряде работ плазменно-жидкостные системы использовались для получения металлических наночастиц, но также могут быть синтезированы сплавы, оксиды и композиционные материалы [3, 4].

В данной работе представлены результаты экспериментальных исследований процесса получения порошков никеля (Ni_2O) в плазменно-растворной системе с использованием водного раствора нитрата никеля.

Преимуществом данного метода является отсутствие контакта поверхности электродов с исходным раствором, а также проведение процесса без использования каких-либо других химических реагентов. Ранее этот метод был успешно применен для синтеза порошков оксидов кадмия, железа, цинка и меди [5-8].

Эксперимент проводился на установке, представленной на рис. 1 [8, 9]. В качестве жидкой фазы использовались водный раствор $Ni(NO_3)_2{\cdot}6H_2O$ с концентрацией кристаллогидрата 50 ммоль/л.

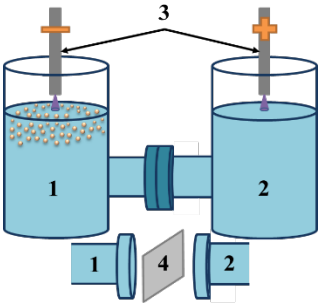


Рисунок 1. Схема экспериментальной установки: 1 – жидкий анод, 2 – жидкий катод, 3 – титановые электроды, 4 – полимерная мембрана

Под действием разряда в анодной части ячейки, вблизи контакта плазма-раствор, образуется коллоидная взвесь. Через 10 минут обработки, коллоидная взвесь отбиралась и исследовалась. После этого, взвесь центрифугировалась, промывалась дистиллированной водой. Полученные порошки высушивались при температуре 60 ˚С в течении 24 часов на воздухе. Исследование состава и структуры полученных порошков проводилось в два этапа. Непосредственно сразу после высушивания и после высокотемпературной обработки (600 ˚С в течении часа).

Рентгеноструктурный анализ порошков проводили на рентгеновском дифрактометре ДРОН-3М (Буревестник, Россия). Рентгеностурктурный анализ полученных образцов показал наличие резко выраженных рефлексов, которые свидетельствуют о кристалличности структуры синтезированного порошка. На рентгенограмме анализируемого порошка имеются также диффузные гало от аморфной фазы. Рентгеноструктурный анализ показал, что порошок идентифицируется как типичный гидроксид никеля β-типа ($Ni(OH)_2$, JCPDS № 14-0117) [10]. Высокотемпературная обработка полученных порошков приводит к образованию оксида никеля.

Внешний вид частиц осадка и их элементный состав (рис. 2) определяли с помощью сканирующей электронной микроскопии (СЭМ) (SEM, Tesla Vega 3SBH) с системой анализа EDX (Aztec EDS, Oxford Instruments Ltd., Англия). На микрофотографиях отчетливо видно хорошо развитую поверхность порошка. Исследование частиц в растворе методом динамического рассеяния света, показало, что синтезированные плазменно-растворным методом частицы имеют два характерных размера 73,5 нм и 1,2 мкм.

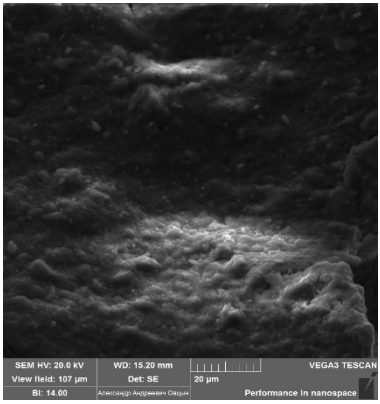


Рисунок 2. СЭМ-изображения поверхности осадка до термической обработки

Элементный анализ полученных порошков показал наличие азота в образце. При этом элементное соотношение Ni : O : N = 1 : 2.41 : 0.21, что соответствует элементному составу 0,8 $Ni(OH)_2$ · 0,2 $Ni(OH)NO_3$.

Термогравиметрический анализ и сканирующая дифференциальная калориметрия выполнялись на приборе синхронного термического анализа STA 449 F1 Jupiter (Netzsch, Германия) в диапазоне температур (30-900) ^{0}C при скорости нагрева 5 ^{0}C/мин. Результаты анализа Ni-содержащего образца показали, что потеря веса, происходит в 2 этапа. Первый при 231 °C - небольшая потеря веса (5,91 %), что скорее всего связано с высвобождением адсорбированной воды с поверхности образца или разложением гидроксонитрата никеля. Второй в интервале температур 300 ÷ 900 ^{0}C происходит основная потеря веса (21,48 %), что вероятно происходит при переходе гидроксида никеля в оксид.

Таким образом, воздействие разряда постоянного тока на водный раствор $Ni(NO_3)_2{\cdot}6H_2O$ приводит к образованию порошков в объеме жидкого анода. Результаты исследований, синтезированных образцов, показали, что имеют сложный состав, и при высокотемпературной обработке образуют Ni_2O.

Работа поддержана Государственным заданием Минобрнауки РФ № FZZW-2020-0009.

Исследование проведено с использованием ресурсов Центра коллективного пользования научным оборудованием ИГХТУ (при поддержке Минобрнауки России, соглашение № 075-15-2021-671).

Литература:

[1] Chen, G. Nanochemistry and nanomedicine for nanoparticle-based diagnostics and therapy/ G. Chen, I. Roy, C. Yang, P. N. Prasad // Chemical reviews. – 2016. – Vol. 116, № 5. – P. 2826-2885.

[2] Pagliaro, M. Advancing nanochemistry education / M. Pagliaro // Chemistry–A European Journal. – 2015. – Vol. 21, № 34. – P. 11931-11936.

[3] Chen, Q. A review of plasma–liquid interactions for nanomaterial synthesis / Q. Chen, J. Li, Y. Li // Journal of Physics D: Applied Physics. – 2015. – Vol. 48, № 42. – p. 424005.

[4] Saito, G. Nanomaterial synthesis using plasma generation in liquid / G. Saito, T. Akiyama // Journal of nanomaterials. – 2016. – Article 299.

[5] Shutov, D. A. Synthesis of CdO ultradisperse powders using atmospheric pressure glow discharge in contact with solution and the investigation of intermediate products / D. A. Shutov, K. V. Smirnova, M. V. Gromov, A. N. Ivanov, V. V. Rybkin // Plasma Chemistry and Plasma Processing. – 2018. – T. 38, № 1. – C. 107-121.

[6] Smirnova, K. V. Plasma-solution synthesis of iron (III) oxide / K. V. Smirnova, D. A. Shutov, A. N. Ivanov, A. S. Manukyan [et al.] // Известия высших учебных заведений. Серия «Химия и химическая технология». – 2021. – Т. 64, №. 7. – С. 83-88.

[7] Shutov, D. Synthesis of zinc oxide powders in plasma–solution systems / D.Shutov, V. Rybkin, A. Ivanov, K. Smirnova // High Energy Chemistry. – 2017. – T. 51, № 1. – C. 65-69.

[8] Shutov, D. A. Factors Governing the Formation of Oxygen-Containing Copper Powders in a Plasma-Solution System / D. A. Shutov, K. V. Smirnova, A. N. Ivanov, V. V. Rybkin //Plasma Chemistry and Plasma Processing. – 2021. – pp. 1-12.

[9] Извекова, А.А. Получение никельсодержащих порошков из водных растворов в плазменных системах / Извекова А.А., Рыбкин В.В., Гущин А.А. // Актуальные проблемы теории и практики гетерогенных катализаторов и адсорбентов : сб. материалов V Всероссийской научной конф. (с международным участием). (Иваново, 30 июня – 2 июля 2021 г.) / ФГБОУ ВО Иван. гос. хим.-технол. ун-т. – Иваново, 2021. – С. 334-337.

[10] Qu, Y. A New Layered Photocathode with Porous NiO Nanosheets: An Effective Candidate for p-Type Dye-Sensitized Solar Cells / Y. Qu, W. Zhou, X. Miao [et al.] // Chemistry-An Asian Journal. – 2013. – Vol. 8 (12). – pp. 3085 – 3090.

esket@yandex.ru

ВОЗМОЖНОСТЬ ПРИМЕНЕНИЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО БАРЬЕРНОГО РАЗРЯДА ДЛЯ ОЧИСТКИ ВОДЫ

Д. С. Ковалева[1], Е. Ю. Квиткова[1], А. А. Гущин[1]

[1]Ивановский государственный химико-технологический университет, Иваново, Россия

Быстрый рост населения планеты в сочетании с возрастающими объемами водопотребления для бытовых и промышленных нужд и интенсивным сельским хозяйством приводит к глобальному водному кризису, который проявляется в нехватке качественной питьевой воды. Список химических соединений, обнаруживаемых в водных объектах, достаточно широк и включает различные классы высокотоксичных органических соединений: пестициды, фармацевтические препараты, промышленные растворители, синтетические поверхностно-активные вещества и пр. Основными источниками загрязнения природных вод являются сточные воды промышленных и коммунальных предприятий, крупных животноводческих комплексов, отходы производства и потребления и т.д. [1].

Традиционные методы очистки (флотация, абсорбция, адсорбция) и некоторые из перспективных в настоящее время методов окисления (фото-Фентон, фотокатализ и др.) не могут обеспечить высокую степень деструкции некоторых из перечисленных выше веществ [2]. Поэтому необходима разработка более эффективных технологий очистки воды.

К новым перспективным технологиям, которые потенциально могут решить проблему удаления органических загрязняющих веществ из сточных вод, относят очистку воды с помощью низкотемпературной плазмы, в частности, использования диэлектрического барьерного разряда (ДБР). Плазма при контакте с водой образует множество активных частиц – озон, гидроксильные и гидропероксидные радикалы, которые воздействуют на загрязняющие вещества и в конечном итоге разрушают их [3].

Представленная работа посвящена изучению деструкции хлорированных органических соединений (на примере 4-хлоранилина, 4-ХА) в плазме ДБР.

Обработке в ДБР подвергались модельные водные растворы, содержащие 4-ХА, с концентрациями, изменяющимися в диапазоне 10 - 150 мг/л. Эксперимент проводился на установке, основным элементом которой служил плазмохимический реактор с коаксиальным расположением электродов, подробные конструктивные особенности которого приведены в работе [4].

Объемный расход раствора, подаваемого на очистку, варьировался от 0,04 до 0,3 мл/с (время контакта раствора с разрядной зоной 1,5 - 6 с).
Результаты обработки в ДБР растворов 4-ХА в рассматриваемом диапазоне концентраций показали высокую степень деструкции рассматриваемого соединения (до 99,8 %) (рис. 1). Из представленных на рис. 1 данных видно, что эффективность разложения 4-ХА растет с увеличением времени контакта раствора с зоной разряда: изменение времени контакта в 4 раза, приводит к увеличению эффективности деструкции с 80 % до 99,8 % (для концентрации 4-хлоранилина в растворе равной 150 мг/л), что закономерно, т.к. большее время контакта раствора с зоной плазмы приводит к образованию большего количества активных частиц. Следует отметить, что при низких концентрациях загрязнителя в растворе эффективность деструкции составляет не менее 99 % даже при минимально возможных (в условиях эксперимента) временах обработки.

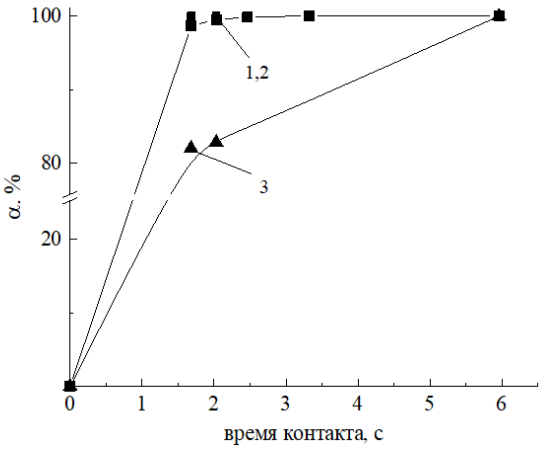


Рисунок 1. Степень деструкции 4-ХА в ДБР в зависимости от времени контакта раствора с зоной разряда при различных начальных концентрациях: 1- $C_н$ = 10 мг/л; 2- $C_н$ = 100 мг/л; 3- $C_н$ = 150 мг/л. Мощность разряда – 0,4 Вт/см^3.

Обработка кинетических кривых разложения позволила оценить эффективные константы скорости, скорости протекающих процессов окисления и энергетический вклад ДБР в процесс разложения 4-ХА (таблица 1).

Одним из основных критериев эффективности методов защиты окружающей среды являются энергетические затраты на разложение загрязнителей. В химии высоких энергий используется величина, характеризующая количество энергии (эВ), затрачиваемой на разложение 1 молекулы органического соединения. Энергетический вклад или число разложившихся молекул на 100 эВ вложенной энергии в ДБР рассчитывали по формуле:

$$\varepsilon = \frac{Q \cdot C_{\text{н}} \cdot \alpha \cdot N_a \cdot e \cdot 100}{W}$$

где Q – расход раствора в л/с; $C_н$ – начальная молярная концентрация раствора, моль/л; α – степень разложения, под действием ДБР; N_a число Авогадро; e = $1.6 \cdot 10^{-19}$ Кл – заряд электрона, W – вкладываемая в ДБР мощность, Вт.

Начальная концентрация 4-ХА в растворе, мг/л	Эффективная константа скорости разложения, $с^{-1}$	Скорость разложения (при τ→0), ммоль/л·с	Энергетический вклад, молекул / 100 эВ
10	6,71 ± 0,07	0,53	0,017
100	2,58 ± 0,03	2,03	0,263
150	0,84 ± 0,01	0,99	0,394

Таблица 1. Скорости, эффективные константы скорости и энергетический вклад в процесс разложения

Приведенные величины энергетических вкладов в процесс разложения соизмеримы с результатами, полученными при обработке раствора фенола (0,42 ÷ 1,03 молекул/100эВ) и 2,4-дихлорфенола (0,05 ÷ 0,17 молекул/100 эВ) в ДБР в рассматриваемом диапазоне концентраций.

Продуктами окислительной деструкции 4-ХА являлись ионы аммония, нитрит-ионы, хлорид-ионы, активный хлор, карбоновые кислоты и альдегиды в жидкой фазе, а также CO и CO_2 в газовой фазе.

В таблице 2 приведены выходы основных продуктов разложения 4-ХА. Доля выхода карбоновых кислот зависит от начальной концентрации 4-ХА – с увеличением его начальной концентрации в растворе от 10 до 150 мг/л их выход увеличивается с 2,3 % до 41,8 %. Доля выхода конечных продуктов окисления (CO и CO_2) составляет 40-56 %, что свидетельствует о неполноте процессов деструкции.

Отметим, что баланс по углероду в целом выполняется на 60-97 %, по азоту – на 72-97 % (основной продукт деструкции $NH4^+$), а по хлору – на 54-74 % (основной продукт деструкции Cl^-).

$C_н$ 4-ХА, мг/л	Доля выхода продуктов в % от начального содержания углерода в системе				Доля выхода продуктов в % от начального содержания азота в системе	
	Альдегиды	Карбоновые кислоты	CO	CO_2	Нитрит-ионы	Ионы аммония
10	1,9	2,3	50,4	5,6	71	1
100	2,6	34,1	37,0	3,0	95	2
150	1,6	41,8	53,8	0	85	0,5

Таблица 2. Выход продуктов деструкции

Таким образом, метод ДБР может быть применен как одна из ступеней в системах очистки воды от хлорсодержащих органических соединений (в частности, 4-хлоранилина).

Исследование проведено с использованием ресурсов Центра коллективного пользования научным оборудованием ИГХТУ (при поддержке Минобрнауки России, соглашение № 075-15-2021-671). Работа выполнялась в рамках государственного задания на выполнение НИР: темы № FZZW-2020-0009 и № FZZW-2020-0010.

Литература:

[1] Вишневецкий В. Ю., Вишневецкий Ю. М. Анализ воздействия загрязняющих веществ на поверхностные водные объекты // Известия Южного федерального университета. Технические науки. – 2009. – Т. 96. – №. 7.

[2] Wang J., Wang S. Removal of pharmaceuticals and personal care products (PPCPs) from wastewater: a review // Journal of environmental management. – 2016. – Vol. 182. – PP. 620-640.

[3] Foster, J. E. Plasma-based water purification: Challenges and prospects for the future // Physics of Plasmas. – 2017. – Vol. 24. – №. 5. – 17 pp.

[4] Bubnov, A. G. Plasma-catalytic decomposition of phenols in atmospheric pressure dielectric barrier discharge / A. G. Bubnov, E. Y. Burova, V. I. Grinevich [et al.] // Plasma Chemistry and Plasma Processing. – 2006. – Vol. 26, № 1. – PP. 19-30.

dk13021999@yandex.ru

ПРИМЕНИМОСТЬ НЕТЕРМАЛЬНОЙ ПЛАЗМЫ ДЛЯ ПРЕДПОСЕВНОЙ ОБРАБОТКИ СЕМЯН СЕЛЬСКОХОЗЯЙСТВЕННЫХ РАСТЕНИЙ

С. А. Горбатов[1], В. Н. Тихонов[1], И. А. Иванов[1], А. В. Тихонов[1], Д. И. Петрухина[1], В. И. Шишко[1], И. М. Меджидов[1], М. Г. Помясова[1], О. В. Тхорик[1], П. Н. Цыгвинцев[1]

[1]ФГБНУ ВНИИРАЭ, Обнинск, Россия

Направления и способы применения нетермальной плазмы атмосферного давления (по-другому, атмосферной нетермальной плазмы – АНТП) в сельском хозяйстве и пищевой промышленности в настоящее время активно исследуются [1, 2]. Актуальным направлением применения низкотемпературной плазмы является предпосевная обработка семенного материала с целью обеззараживания их поверхности от микроорганизмов, а также для стимулирования прорастания семян, роста и развития растений [3]. Однако получаемый эффект во многом зависит от используемого источника плазмы. Цель данной работы состоит в оценке применимости разработанного микроволнового источника АНТП для предпосевной обработки семян сельскохозяйственных культур.

Основу используемой в наших экспериментах установки составляет источник АНТП, в котором используется микроволновый разряд коаксиальной конфигурации в струе аргона при атмосферном давлении. Общий вид микроволнового источника плазмы приведен в статье [4, 5]. Схема экспериментальной установки представлена на рисунке 1.

Для снижения температуры потока при сохранении концентрации активных частиц, на внешней поверхности наконечника внешнего электрода разрядника был дополнительно размещен газовый концентратор длиной 20 см. Концентратор в виде усеченного конуса был выполнен из нержавеющей стали.

В эксперименте использовали семена ячменя (*Hordeum vulgare* L.) ярового сорта Владимир, урожая 2018 г. Обработку семян проводили аргоновой АНТП в коническом концентраторе на расстоянии 13 см от сопла разрядника, температура активированной газовой струи здесь составляла 53^0С. Расход аргона поддерживался 5 л/мин, мощность микроволнового генератора - 200 Вт. Семена выкладывали по 50 шт. в один слой на сетку, облучали в течение 1, 5 и 10 минут. Ростовые

показатели определяли по ГОСТ 12038-847, степень поражения и распространенность болезней - по ГОСТ 12044-93.

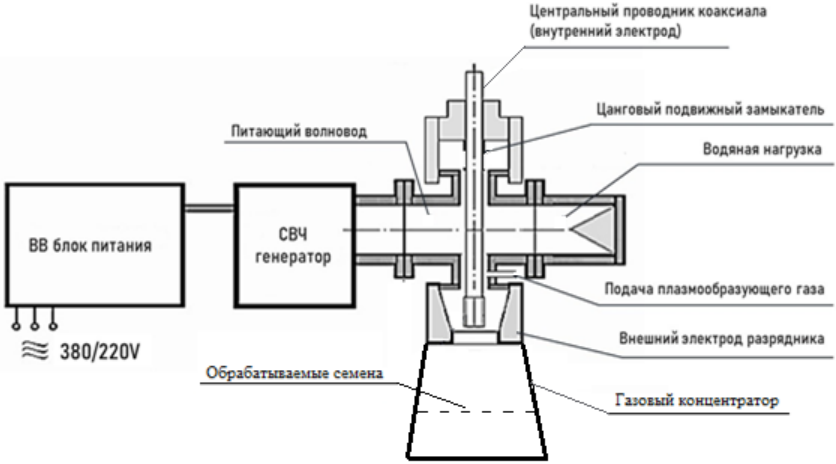


Рисунок 1. Схема микроволнового источника АНТП

Было обнаружено, что обработка аргоновой АНТП длительностью от 1 до 10 мин не изменяет основные морфометрические показатели у 7-суточных проростков ячменя. Лабораторная всхожесть статистически значимо не изменялась. Степень поражения и распространенность гельминтоспориоза оставались на одном уровне с контролем. В то же время, обработка в течение 10 мин снижала сырую массу у 7-суточных проростков ячменя. Энергия прорастания семян ячменя при воздействии в течение 5 и 10 мин понижалась. Также наблюдалось снижение общего микробного числа (на 36,7 % при обработке в течение 5 мин) поверхностной микробиоты семян ячменя.

Таким образом, обработка аргоновой АНТП в описанных условиях не оказывает ни стимулирующего, ни угнетающего эффектов на начальные ростовые процессы семян ярового ячменя, но, тем не менее, способствует снижению их общей микробной обсемененности. Практическая значимость работы состоит в том, что доработанная конструкция микроволнового источника АНТП позволяет проводить длительные лабораторные исследования по разработке плазменных технологий предпосевной обработки семян сельскохозяйственных культур.

Литература:

[1] Mravlje, J. Regvar, M. Vogel-Mikuš, K. Development of Cold Plasma Technologies for Surface Decontamination of Seed Fungal Pathogens: Present Status and Perspectives. Journal of Fungi, 2021. Vol. 7, No. 8, Article no. 650. https://doi.org/10.3390/jof7080650

[2] Харламов, В. А., Полякова, И. В., Петрухина, Д. И. Биоцидное действие не-термальной аргоновой плазмы на микробиоту семян ячменя. Техника и оборудование для села, 2021. № 4(286), с. 20-23.

[3] V. Scholtz, J. Pazlarova, H. Souskova, J. Khun, J. Julak, "Nonthermal plasma — A tool for decontamination and disinfection," Biotechnol. Adv., vol. 33, no. 6, part 2, pp. 1108 – 1119, Nov. 2015.
https://doi.org/10.1016/j.biotechadv.2015.01.002

[4] Ivanov, I. A., Tikhonov V. N., Tikhonov A. V. Microwave complex for obtaining low-temperature plasma at atmospheric pressure. Journal of Physics: Conference Series. – IOP Publishing, 2019. Vol. 1393, No. 1, p. 012042. https://doi.org/10.1088/1742-6596/1393/1/012042

[5] V. Tikhonov, S. Gorbatov, I. Ivanov, A. Tikhonov, "The Low-Cost Microwave Source of Non-Thermal Plasma," in Book of Abstr. 7th Int. Cong. on Energy Fluxes and Radiation Effects (EFRE) - 15th Int. Conf. on Modification of Materials with Particle Beams and Plasma Flows, Russia, Tomsk, 2020, pp.596-599.
http://dx.doi.org/10.1109/EFRE47760.2020.9242089

gorbatovsa004@gmail.com

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ ОКИСЛЕНИЯ БЕНЗОЛА В БАРЬЕРНОМ РАЗРЯДЕ

А. В. Лещик[1], А. Ю. Рябов[1], А. Н. Очередько[1], Т. В. Петренко[1], С. В. Кудряшов[1]

[1]ИХН СО РАН, Томск, Россия

На текущий момент около 95% всего мирового фенола получают кумольным способом. Главным преимуществом данного метода является образование ацетона, однако экономические показатели, присутствие опасного промежуточного соединения (гидроперекиси кумола), использование катализатора в схеме превращения вынуждает исследователей искать альтернативные пути образования фенола. Двухстадийность кумольного способа получения фенола делает процесс экономически затратным, поэтому наряду с каталитическими способами в разработку идут плазмохимические методы окисления бензола.

В исследованиях [1-4] проиллюстрирована возможность получения фенола в плазме барьерного разряда. Однако реализацию данного перспективного метода окисления бензола сдерживают некоторые проблемы. Во-первых, недостаток данных по кинетике и механизмам превращений органических соединений в плазмохимических установках, которые необходимы для дальнейшего масштабирования процесса, и во-вторых, его низкой селективностью. В связи с этим, изучение окисления бензола в плазмохимическом барьерном разряде является актуальным и перспективным направлением исследования.

В настоящей работе представлены экспериментальные результаты прямого окисления бензола в плазме барьерного разряда до фенола. При этом исследована зависимость изменения состава окисляющего газа на параметры процесса (селективность, конверсию, энергозатраты, и проч.)

Эксперименты проведены на лабораторной установке, показанной на рисунке 1. Установка состоит из химической части, представленной плазмохимическим реактором, охлаждающей рубашкой и обратным холодильником, системы подачи бензола и газов, соединительных стеклянных трубок, ёмкости для сбора продуктов реакции, и электрической части, включающей генератор высоковольтных импульсов, делитель напряжения, оборудование для регистрации параметров заряда. Остановимся подробно на каждой из частей установки [5].

Поток газов из баллонов (1) по трубопроводу (2) через регулировочный вентиль (3) подается в устройство частичного смешения (4). Через дозатор ДШВ-1 (5) в смеситель (4) подается дозированный поток бензола. Далее смесь газов (азота и кислорода) и бензола поступает в плазмохимический реактор барьерного разряда (7). По всей охлаждаемой поверхности реактора происходила конденсация паров углеводорода. Концентрация не сконденсировавшегося углеводорода в рабочем газе соответствовала равновесной при данной температуре. Образовавшийся конденсат стекал в виде пленки вниз по стенкам реактора. Стенки реактора термостатировались при помощи термостата (9). Конденсат и растворенные в нем продукты реакции собирались в приемнике (8), оборудованном обратным холодильником (для предотвращения уноса паров бензола и продуктов реакции). Возбуждение разряда осуществлялось высоковольтными импульсами напряжения, подаваемыми от генератора (10).

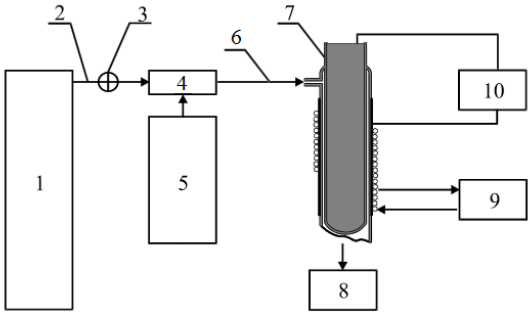


Рисунок 1. Схема экспериментальной установки
1 –баллон с газом, 2 –трубопровод, 3 – регулировочный вентиль, 4 – смеситель, 5 – дозатор ДШВ-1, 6 – ввод смеси воздуха и бензола, 7 – плазмохимический реактор барьерного разряда, 8 – приёмник, 9 – термопара, 10- высоковольтный генератор

Продукты окисления бензола были проанализированы методом газоадсорбционной хроматографии. Использовались хроматограф 6890, капиллярная кварцевая колонка HP-1 (газ-носитель гелий) с пламенно-ионизационным детектором, применялся программируемый режим нагрева.

В качестве окисляющего газа выбрана смесь из азота и кислорода в разных соотношениях. Таким образом, получена зависимость основных параметров плазмохимической обработки бензола от состава окисляющего газа.

В таблице 1 приведены конверсия бензола и содержание основных продуктов его окисления.

Конверсия бензола составила ~ 0,6 % мас. за один проход смеси через реактор барьерного разряда, энергозатраты на окисление бензола в среднем 25 кВт·ч/кг. При расчёте конверсии учитывалась масса осадка. Основным продуктом окисления бензола является фенол (в среднем 76 % мас.). Также обнаружены двухатомные фенолы, такие как гидрохинон и пирокатехин (в количестве до 9,9 % мас. и 2,4 % мас. соответственно). При расчёте селективности образования продуктов реакции масса осадка не учитывалась.

Таблица 1. Конверсия бензола и содержание основных продуктов его окисления

Содержание азота в смеси, %	Конверсия, %	Содержание, % мас.		
		Фенол	Гидрохинон	Пирокатехин
0	0,47	79,62	5,76	3,50
10	0,57	76,09	8,89	2,22
30	0,61	74,98	9,96	2,42
45	0,65	75,61	8,51	2,12
60	0,67	75,92	7,95	1,81
80	0,55	80,03	1,06	0,53
87	0,49	77,31	2,50	0,88

Как видно из таблицы 1, при увеличении содержания азота в смеси, и приближении концентрации, близкой по составу к воздуху, конверсия бензола уменьшается, как и селективность образования двухатомных фенолов, однако содержание фенола в полученном продукте максимально, и составляет 80 % мас.

По завершении эксперимента в послереакционной смеси наблюдается едва заметная взвесь. Далее в течение суток происходит агрегация частиц, и выпадение осадка. Продолжительность выпадения осадка составляет около двух суток, по истечению данного времени масса образовавшегося осадка не изменяется. Образовавшийся осадок составляет около 10% от общей массы полученных продуктов реакции.

Полученный осадок был проанализирован методами ИК-, ЯМР ^{1}H- и ^{13}C-спектроскопии. Исследование образцов показало содержание в осадке фенольных и карбонильных групп. Растровым электронным микроскопом исследована конфигурация образовавшегося осадка. Можно сделать выводы о том, что сложная структура могла сформироваться только в следствии распада молекулы бензола.

Таким образом, показана принципиальная возможность прямого окисления бензола в фенол. Исследована зависимость изменения состава окисляющего газа на параметры процесса.

Данное исследование показывает возможность разработки новых альтернативных методов получения фенола из бензола в плазмохимическом реакторе с барьерным разрядом. Потенциально, такой некаталитический способ окисления бензола плазмой будет экологически чистым, и потребует меньше энергетических затрат по сравнению с кумольным методом [6] за счет снижение количества стадий процесса.

Литература:

[1] Ascenzi D., Franceschi P., Guella G., Tosi P. // Journal of Physical Chemistry A. 2006. V. 110. No 25. P. 7841.
[2] Dey G. R., Sharma A., Pushpa K. K., Das T. N. // Journal of Hazardous Matererials. 2010. V. 178. No 1–3. P. 693.
[3] Lee D.-W. // Plasma Chemistry and Plasma Processing. 2003. V.23. No 3. P. 519.
[4] Liu Y.-J., Jiang X.-Z., Wang L.// Plasma Chemistry and Plasma Processing. 2007. V. 27. No 4. P. 496.
[5] Sekiguchi H., Ando M., Kojima H. // Journal of Physics D: Applied Physics. 2005. V. 38. No 11. P. 1722.
[6] Li, J. Effects of Temperature on Benzene Oxidation in Dielectric Barrier Discharges / J. Li,S.-P. Bai, X.-C. Shi, S.-L. Han, X.-M. Zhu, W.-C. Chen, Y.-K. Pu // Plasma Chem. PlasmaProcess. –2008. –V. 28. –№ 1. –P. 39–48.

ms.leshzchik7@gmail.com

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С СУБМИКРОННЫМИ КОМПОЗИТАМИ НА ОСНОВЕ ПОЛИМЕР – НЕМАТИЧЕСКИЙ ЖИДКИЙ КРИСТАЛЛ ПРИ ОДНООСНОЙ ДЕФОРМАЦИИ

И. Х. Файзуллоев[1], Б. И. Махсудов[1], М. Х. Эгамов[2]

[1]*Таджикский национальный университет, Душанбе, Таджикистан*

[2]*Худжандский научный центр НАНТ, Худжанд, Таджикистан*

Одним из интересных способов управления потоками фотонов является использование оптических свойств полимерно-жидкокристаллических композитов (ПЖКК) [1]. Эффекты, происходящие на границе раздела двух сред, имеют весьма специфические проявления, если одна из них жидкокристаллическая (ЖК). Внешнее поле переориентирует ЖК в объеме, но не изменяет структуру межфазной границы [2]. После выключения поля силы поверхностного взаимодействия восстанавливают исходную конфигурацию директора в объеме ЖК. В [3] в качестве переориентирующего внешнего поля была использована одноосная деформация ПЖКК. В этих работах в качестве источника фотонов были использованы He-Ne–лазеры. В настоящее время вся оптоэлектроника и фотоника базируется на использовании полупроводниковых инжекционных лазеров на основе гетероструктур. Использование инжекционных лазеров имеют свои особенности, поэтому изучение оптических свойств композитов на основе ПЖКК с использованием таких лазеров является актуальной научной задачей.

Другая весьма важная задача при изучении оптических свойств ПЖКК является явление оптического гистерезиса. Гистерезис электрооптического отклика холестерических жидких кристаллов изучены с точки зрения фундаментальных и прикладных аспектов [4]. В данном случае гистерезис определяется различием значений критического поля перехода «холестерик-нематик» при увеличении и уменьшении приложенного электрического поля. Гистерезисное поведение электрооптических характеристик были обнаружены и в капельных дисперсиях холестериков [5]. В чистых нематиках гистерезис вольт контрастных характеристик незаметен и проявляется лишь при добавки хиральной компоненты.

В данной работе представлена экспериментальная установка для исследования оптического гистерезиса в композитах полимер–НЖК без добавок хиральной компоненты при одноосной деформации. Особенностью данной установки является то, что в качестве источника фотонов используется инжекционный лазер на основе напряженных гетеронаноструктур [6,7].

На рис. 1 представлена схема экспериментальной установки для исследования оптических свойств ПЖКК с указанием названия каждого элемента и ее функции.

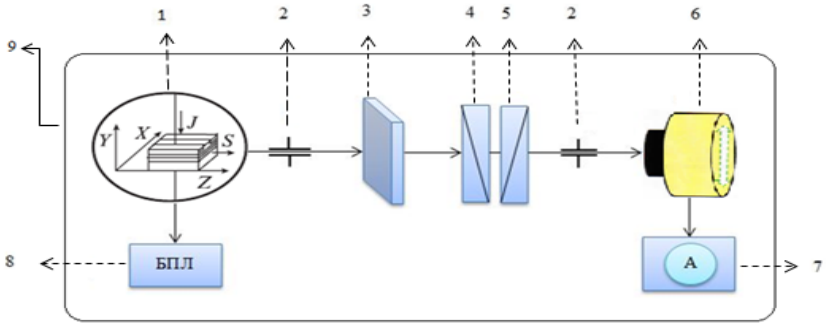


Рисунок 1. Схема экспериментальной установки для исследования оптических свойств композитов на основе полимер-НЖК. 1-полупроводниковый инжекционный лазер, 2-оптический коллиматор лазерного луча, 3-полимерно-жидкокристаллический композит на основе НЖК 4-n-гептил-4'-цианобифенил (7CB), 4,5-анализатор, 6-фотоприёмник. 7-компьютер, 8-регулируемый блок питания инжекционного лазера, 9-термостат.

На рис. 2 иллюстрированы зависимости оптической мощности лазерного излучения после прохождения через пленки композита от величины относительной одноосной деформации плёнки в случае растяжении и сжатии при температуре 32^0C.

Начиная с определенного значения величины одноосного растяжения зависимость интенсивности проходившего лазерного луча будет постоянным и начиная с этой точки произведена измерение в обратном направлении одноосной деформации. Как видно из рис. 2 кривые в прямом и обратном направлении не совпадают, и наблюдается петля

гистерезиса интенсивности лазерного излучения. Наблюдаемый эффект связано с релаксационными процессами ориентации молекул НЖК. Отметим, что при приложении электрического поля на пленки нематика явление петли гистерезиса интенсивности лазерного излучения не наблюдается.

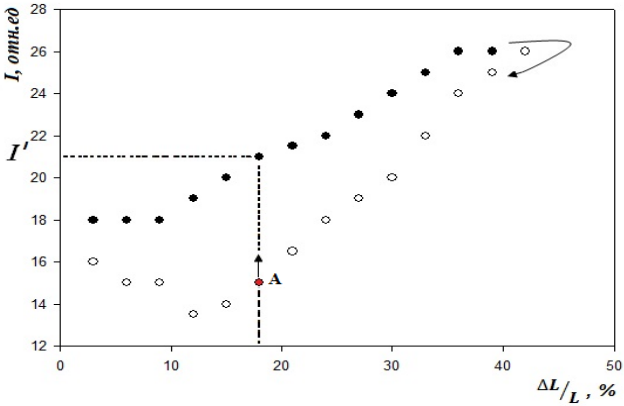


Рисунок 2. Зависимость проходившей оптической мощности полупроводникового инжекционного лазера на основе гетероструктур *InGaAsP/AlGaAs* от величины относительной деформации ПЖКК на основе НЖК 7*CB* для ортогональной составляющей поляризации в прямом (●)и обратном (о) направлении деформации

Дальнейшие экспериментальные результаты показывают, что мощность проходившего лазерного излучения при фиксированном значении величина обратной относительной деформации постепенно увеличивается. На рис. 3 приведена результаты измерения температурной зависимости характерного времени обратной релаксации молекул ПЖКК при различных значениях изменения проходившей оптической мощности лазерного излучения в точке А рис.2, в случае временном задержке. Из рисунка видно, что характерное время обратной релаксации молекул ПЖКК зависит от температуры окружающей среды. По видимому, наблюдаемые эффекты связаны с различными характерными временами релаксации ориентации макромолекул полимера и молекул НЖК. Результаты данной работы

могут быть применены как элемент статической памяти для записи и длительного хранения информации и переключателей бистабильных состояний.

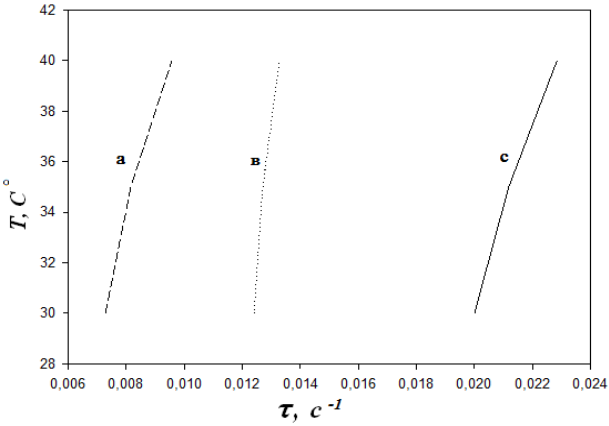


Рисунок 3. Температурная зависимость характерного времени обратной релаксации молекул нематических ПЖКК при различных значениях изменения проходящей оптической мощности (а) 18,7 от.ед., (в) 17,4 от.ед., (с) 16,5 от.ед.

Литература:

[1]. Melnikova E., Tolstik A., Rushnova I. [et al.]. // Applied Optics.2015; 54(16): 5130–5135.
[2]. Прищепа О.О., Эгамов М.Х., Герасимов В.П. [и др.]. // Известия ВУЗов. Серия Физики. 2013, том 56, № 2-2. – с.258-263
[3]. Лойко В. А., Конколович А. В., Зырянов В. Я. [и др.]. // Оптика и спектроскопия, 2017, том 122, № 6, с. 1016–1028.
[4]. Тагер С.А., Шошин В.М. // Микроэлектроника. - 1983. - Т. 12, Вып. 2. - С. 157-162.
[5]. Zhuikov V.A., Smorgon S.L., Zyryanov V.Ya., Shabanov V.F // Proceedings SPIE. - 1995. - V . 2731. - P. 159-167
[6]. Махсудов Б.И. // Квантовая электроника. 2015. Т.45. №3. С. 216-217.
[7]. Махсудов Б.И., Файзуллоев И.Х., Эгамов М.Х. - Вестник Таджикского национального университета. Серия естественных наук, 2019, №3, с. 83-89.

fayzulloevinoyatullo@gmail.com

ТРАНСФОРМАЦИЯ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ ТИТАНА В ХОДЕ ЕГО ЛАЗЕРНОЙ ОБРАБОТКИ

А. Ю. Иванов[1], С. В. Васильев[1], А. Л. Ситкевич[1]

[1]ГрГУ, Гродно, Беларусь

Методом рентгеновской дифрактометрии обнаружено изменение кристаллической структуры титана в зоне воздействия на его поверхность лазерного излучения с плотностью потока 104 – 105 Вт/см2. Показано, что при воздействии лазерного излучения на поверхность титановых образцов их кристаллическая структура меняется в облученной зоне с равновесной на искаженную. Сделано предположение о связи обнаруженного эффекта с возникновением значительных микронапряжений в зоне быстрого нагревания металла. Проведен расчет количества элементарных ячеек, подвергшихся пространственной трансформации в ходе лазерного воздействия. Получено хорошее согласие рассчитанных и полученных в ходе экспериментальных исследований результатов. Обнаруженный эффект может быть связан с анизотропностью теплового расширения металла. Эффект может усиливаться внутренним напряжением в облученной зоне в ходе формирования в металлическом образце акустических волн.

Введение. На сегодняшний день лазерные технологии широко проникли в нашу жизнь, поскольку они являются эффективными, а главное, результативными методами. При этом наблюдается четко выраженное изменение ряда физических свойств материалов. Например, при лазерной обработке многих металлов их твердость может увеличиваться более чем на 30 %. Объяснения таких изменений следует искать в особенностях протекания процесса лазерной обработки вещества. Следует, однако, отметить, что механизмы указанного воздействия лазерного излучения на вещество еще недостаточно изучены. В связи с этим возникает необходимость в изучении процессов, протекающих при лазерной обработке твердого тела.

Целью данной работы является изучение изменения структуры образцов из титана, подвергшихся воздействию лазерного излучения (ЛИ) с плотностью потока 104 – 105 Вт/см2, а также объяснение обнаруженных структурных изменений.

Методика исследований и экспериментальная установка.

Схема использовавшейся в работе экспериментальной установки приведена на рисунке 1. Цифрой «1» обозначен источник лазерного излучения (ЛИ) – рубиновый лазер ГОР–100 М (с длиной волны λ = 0,694 мкм) работающий в режиме свободной генерации (длительность импульса τ ~ 1,2 мс). Цифрой «2» обозначена фокусирующая система, пройдя через которую, ЛИ направлялось на образец 3. В качестве фокусирующих использовались как однолинзовые, так и двухлинзовые системы, что позволяло строить изображение диафрагмы 4 на поверхности образца 3 в виде пятна с резкими краями (диаметр варьировался в ходе экспериментов от 1 до 2 мм), что, в свою очередь, обеспечивало изменение плотности потока излучения q от 104 до 106 Вт/см2. Часть (~ 4%) ЛИ направлялась передней гранью стеклянного клина 5 в измеритель энергии ИМО-2Н 6, входной зрачок которого был расположен в фокальной плоскости линзы 7. Энергия лазерных импульсов E0 варьировалась в пределах от 5 до 60 Дж. Отраженное задней гранью клина излучение направлялось на коаксиальный фотоэлемент ФЭК-14 8, сигнал с которого подавался на вход осциллографа С8-13, и использовался для регистрации временной формы лазерного импульса.

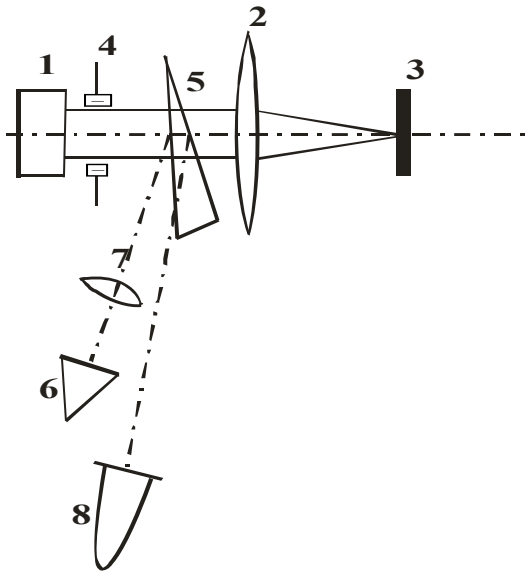


Рисунок 1 – Схема экспериментальной установки.

Для определения структурных изменений образцов из металла (сплошные поликристаллические), в равновесном состоянии имеющих кубическую гранецентрированную кристаллическую решетку, до и после воздействия лазерного излучения, использовался рентгеновский дифрактометр ДРОН-2.0. В дифрактометре использовалось излучение линии от трубки с медным антикатодом, фильтрованное никелевым стандартным фильтром на длине волны 154,050 пм.

Обсуждение результатов.

Рассмотрим воздействие излучения лазера ГОР-100 М с плотностью потока q ~ 5·104 Вт/см2 на титановый образец (α–Ti). Известно, что, как правило, титан может существовать в двух кристаллических структурах: α–Ti и β–Ti. Если титан кристаллизуется при низких температурах (комнатная температура), образуется гексагональная плотноупакованная (ГПУ) структура α–Ti. Если же он кристаллизуется при высоких температурах, формируется объемно-центрированная кубическая (ОЦК) структура β–Ti. Полное преобразование кристаллической структуры из одной в другую происходит при температуре 882 ± 2 ° С. Поскольку до начала лазерного воздействия температура облучаемого образца была комнатной, будем рассматривать лазерную обработку мишени из α–Ti.

На рисунке 2 представлены рентгенограммы образца до и после его обработки, из которых видно, что после лазерной обработки наблюдается изменение интенсивности рефлексов, их положения и профилей. Например, практически исчез рефлекс 103.

Как известно, каждый максимум интенсивности на рентгенограмме – это результат отражения рентгеновского излучения n-го порядка от серии плоскостей (hkl) с межплоскостным расстоянием dhkl, соответствующим углу скольжения. Прежде всего определяем положение максимумов интенсивности сигнала на рентгенограмме и соответствующие им значения углов 2. Уравнение Вульфа-Брэгга однозначно устанавливает связь между dhkl и длиной волны характеристического излучения, в котором получена рентгенограмма.

$$2\,d\,Sin\,\vartheta = n\,\lambda \text{ Отсюда } \frac{d}{n} = d_{hkl} = \frac{\lambda}{Sin\,\vartheta} \qquad (1)$$

По формуле (1) определяем dhkl, затем рассчитываем относительную интенсивность и $\sin^2 \vartheta$.

По графику Хэлла для индицирования рентгенограмм кристаллов с гексагональной компактной структурой находим значения hkl.

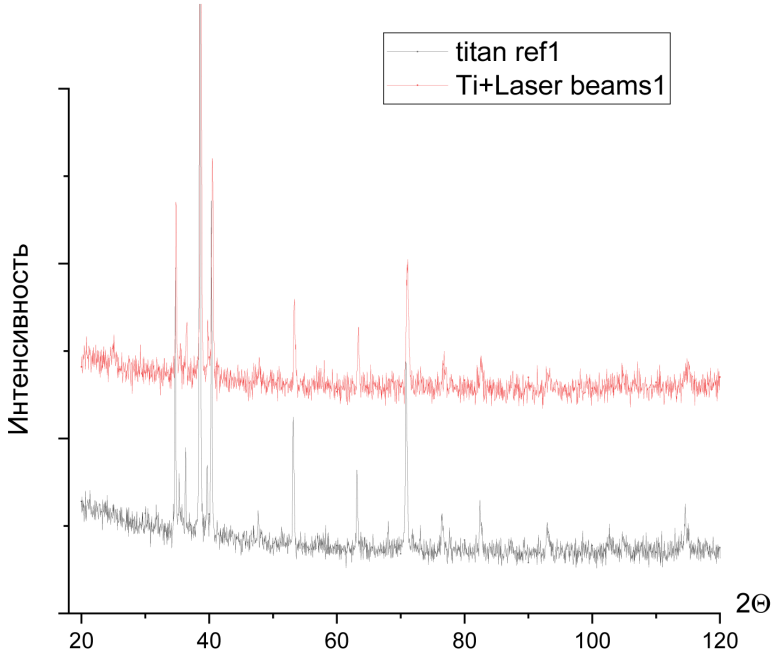


Рисунок 2 – Рентгенограммы α–Ti до (нижняя) и после (верхняя) лазерной обработки

Таблица 1 – Параметры элементарной ячейки образца из α–Ti до (1) и после (2) лазерного облучения: среднее, наименьшее (min) и наибольшее (max), теоретическое значения параметров ячейки, определенных по всем рефлексам (в $\overset{o}{A}$), σ_{11} – среднеквадратичное отклонение параметров (в $\overset{o}{A}$).

		Среднее	Min	Max	Δ	σ_{11}	Теор
a	1	2,71	2,55	2,99	0,45	0,18	2,937
	2	2,52	2,36	2,58	0,21	0,09	
c	1	4,75	4,66	4,96	0,30	0,12	4,582
	2	4,66	4,42	4,92	0,50	0,21	

Рассмотрим изменение кристаллической структуры титанового образца, подвергшегося обработке излучением лазера ГОР-100 М с плотностью потока q ~ 5·104 Вт/см2. С этой целью по имеющимся в литературе значениям параметров ячейки α–Ti a = b = 0,2953 нм, c = 0,4729 нм методом подбора (hkl) определяем теоретические значения $\sin^2\vartheta$. Затем

определим рассчитанные по данным экспериментальных исследований параметры элементарной ячейки.

Из таблицы 1 следует, что распределения параметров элементарных ячеек до и после лазерного облучения достаточно сильно отличаются друг от друга.

Для более детального изучения характера структурных изменений необходимо исследовать не только положения, но и интенсивности рентгеновских рефлексов, для чего была использован метод межатомной функции (метод Патерсона). Для этого необходимо определить $P(\vec{u}) = \frac{1}{V_{11}} \int \rho(\vec{r})\, \rho(\vec{r} - \vec{u})\, d\vec{r}$ - самосвертку функции электронной плотности.

Результаты расчетов показывают, что при воздействии на титановый образец излучения рубинового лазера с q ~ 5·104 Вт/см2 расщепления максимума $P(\vec{u})$ не наблюдается, в то же время как ширины максимумов рентгеновских дифрактограмм , так и форма функции $P(\vec{u})$ существенно меняется. Это свидетельствует о значительном изменении концентрации дефектов кристаллической решетки в обработанной лазерным излучением зоне. При этом микротвердость титана в облученной зоне существенно (на ~ 50 %) увеличивается.

Стоит также отметить, что при плотностях потока ЛИ, достаточных для плавления металла в зоне обработки (q> 106 Вт/см2) изменение дифрактограмм не наблюдалось, а микротвердость немного уменьшалась.

Заключение

Проведенные иссследования показали, что при действии лазерного излучения на поверхность образцов из титана их кристаллическая структура меняется в облученной зоне с равновесной на искаженную. Получено хорошее согласие рассчитанных и полученных в ходе экспериментальных исследований результатов. Обнаруженный эффект может быть связан с анизотропностью теплового расширения металла. Эффект может усиливаться внутренним напряжением в облученной зоне в ходе формирования в металлическом образце акустических волн.

ion_ne@mail.ru

ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛАЗМООБРАЗОВАНИЯ В ВОЗДУХЕ ПРИ МНОГОИМПУЛЬСНО ЛАЗЕРНОМ ВОЗДЕЙСТВИИ НА МЕТАЛЛЫ.

А. Ю. Иванов[1], С. В. Васильев[1], И. К. Губаревич[1]

[1]ГрГУ, Гродно, Беларусь

Показано, что плотность плазмообразования на границах пятна облучения и в центре различны. Эффект связан с различными условиями потерь энергии из плазмы, связанных с боковой разгрузкой. Наблюдается и отличие в положение максимумов концентраций при различных режимах воздействия. Так, если для одноимпульсного воздействия максимум располагается в центре пятна облучения, то при двухимульсном воздействии имеются два максимума, симметрично отдаленные от центра. Это может быть связано с рефракцией лазерного излучения в уже существующей плазме. Скоростные фоторазвертки показывают, что каждый лазерный импульс вносит отдельный вклад в формирование приповерхностного лазерного плазмообразования. Для плазменных сгустков, образуемых вторым и последующими лазерными импульсами характерно наличие нескольких плазменных фронтов, поддерживаемых лазерным излучением и распространяющихся вдоль лазерного луча в обоих направлениях.

Введение

Эксперименты [1] показали, что существенного повышения эффективности образования эрозионной плазмы и генерации механического импульса отдачи удается достичь в условиях воздействия сдвоенных импульсов ЛИ на двух длинах волн на ряд металлов в воздухе. Поэтому актуален поиск режимов лазерного воздействия на материалы в воздухе, обеспечивающих эффективное образование приповерхностной плазмы и генерацию импульса отдачи при определенном временном интервале между наносекундными лазерными импульсами и порядке следования импульсов.

Цель настоящей работы – изучение плазмы при одно- и двухимпульсном лазерном воздействия с длиной волны лазерного излучения λ= 0,69 мкм на металлы в воздухе при атмосферном давлении и ее влияния на форму зоны лазерного разрушения.

Методика исследований и экспериментальная установка

На рисунке 1 приведена схема экспериментальной установки, использовавшейся для изучения лазерной плазмы. В качестве воздействующего лазера 1 использовался лазер ГОР-100М, работавший в режиме модулированной добротности (достигалось помещением в резонатор светофильтров КС-19 и уровнем накачки), что позволяло получать импульсы длительностью 100нс с интервалом 100 мкс, энергией одного пичка 1,5 Дж, длина волны излучения = 0,69 мкм. Фокусирующая система 2 формировала на поверхности изучаемого образца 3 изображение диафрагмы 4. Диаметр D полученного таким образом пятна излучения с резкими краями варьировался в ходе экспериментов от 1 до 2 мм.

Для регистрации энергии, часть лазерного излучения направлялась передней гранью стеклянного клина 5 в измеритель энергии ИМО-2Н 6, входной зрачок которого был расположен в плоскости линзы 7. Отражённое задней гранью клина 5 излучение направлялось на коаксиальный фотоэлемент ФЭК-14 8, сигнал с которого подавался на вход осциллографа С8-13 и использовался для регистрации временной формы лазерного импульса.

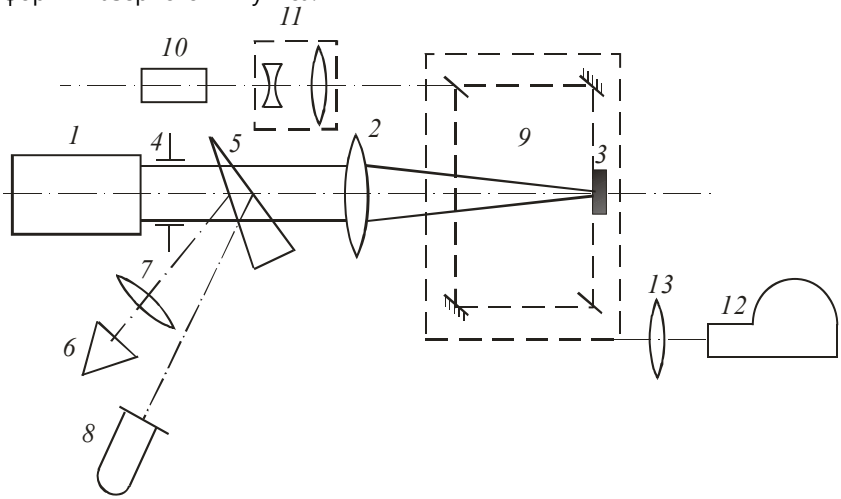


Рисунок 1. Схема экспериментальной установки: 1 – рубиновый лазер ГОР-100М; 2 – фокусирующая система; 3 – исследуемый образец; 4 – диафрагма; 5 – светоделительный клин; 6 – измеритель энергии ИМО-2Н; 7 – линза; 8 – коаксиальный элемент ФЭК-14; 9 – интерферометр Маха-Цендера; 10 – зондирующий рубиновый лазер; 11 – телескопическая система; 12 – камера СФР-1М; 13 – объектив.

Образец 3 помещался в одно из плеч голографического интерферометра Маха-Цендера 9, который освещался излучением рубинового лазера, работавшего в режиме свободной генерации. Селекция продольных мод зондирующего лазера осуществлялась эталоном Фабри-Перо, использовавшимся в качестве выходного зеркала, а поперечных – диафрагмой, помещённой внутрь резонатора. Зондирующее излучение направлялось в коллиматор 11, позволяющий получать параллельный световой пучок диаметром 3 см. Подобного поля зрения было вполне достаточно для наблюдения за ростом кратера, изменением плотности и температуры вещества в неупругой зоне, а также за процессами, протекающими в газе и плазменном облаке вблизи мишени. Интерферометр был состыкован со скоростной фоторегистрирующей камерой СФР-1М 12, плоскость фотоплёнки в которой была при помощи объектива 13 сопряжена с меридиональным сечением воздействующего на мишень светового пучка. Полученные отдельные кадры голограммы сфокусированного изображения имели пространственное разрешение по полю объекта 200 мкм, временное разрешение составляло 1 мкс. Погрешность измерений показателя преломления и связанных с ним величин определялась точностью регистрации смещённых полос на восстановленных интерференционных картинах и не превышала 10 % при доверительной вероятности 95 %.

Результаты экспериментов и обсуждение результатов.

Для изучаемых объектов осесимметричной формы, смещение интерференционных полос k(x, y) на интерферограмме и изменение показателя преломления связаны между собой интегральным уравнением Абеля:

$$k(x,y) = \frac{2}{\lambda} \int_{r=y}^{R} \left[n(x,r) - n_0 \right] \frac{r\,dr}{\sqrt{r^2 - y^2}} \qquad (1)$$

где r = $\sqrt{z^2 + y^2}$. Ось симметрии фазового объекта перпендикулярна направлению распространения световых лучей и совпадает с осью x, свет распространяется параллельно оси z, ось y направлена вверх, n0 - показатель преломления невозмущённой среды.

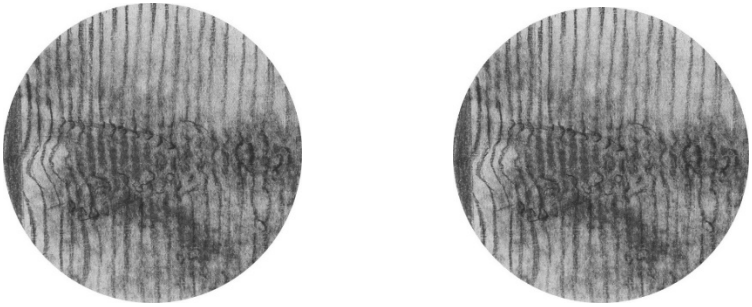
Уравнение (1) имеет точное решение:

$$n(x,r) - n_0 = -\frac{\lambda}{\pi} \int_{r}^{R} \frac{dk(x,y)/dy}{\sqrt{y^2 - r^2}} dy \qquad (2)$$

однако поскольку распределение k(x, y) задаётся не аналитически, а в виде экспериментальных кривых, для решения (2) удобно использовать численные методы. При этом осесиметричное распределение разбивается на m концентрических кольцевых зон и интегрирование заменяется суммированием.

Связь показателя преломления с концентрацией электронов сязана следующим соотношением [2]:

$$n - 1 = -\frac{e^2 \lambda^2 N_e}{2 \pi m c^2}$$



а б

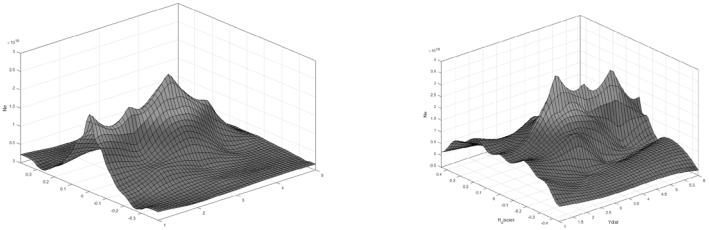
Рисунок 2. Интерферограммы лазерной плазмы, полученной при воздействии одного (а) и двух (б) ЛИ на свинец

На рисунке 2 представлены интерферограммы, полученные при воздействии одного и двух ЛИ на свинец, на рисунке 3 – рассчитанные по ним концентрации электронов в различных сечениях плазменного факела.

Из экспериментальных данных видно, что плотность плазмообразования на границах пятна облучения и в центре различны. Эффект связан с различными условиями потерь из плазмы, связанных с боковой разгрузкой. Боковая разгрузка носит поверхностный характер, т.е. интенсивные потери в основном происходят на границе луча. Наблюдается и отличие в положение максимумов концентраций при различных режимах воздействия. Так, если для одноимпульсного воздействия максимум располагается в центре пятна облучения, то при двухимульсном воздействии имеются два максимума, симметрично отдаленные от центра. Это может быть связано с рефракцией лазерного излучения в уже существующей плазме, которая приводит к дефокусировке лазерного пучка при подаче второго импульса.

При двухимпульсном воздействии в плазменном факеле более выражены турбулентности, что связано с действием второго лазерного импульса на уже вылетевшие из мишени капли расплава.

Скоростные фоторазвертки показывают, что каждый лазерный импульс вносит свой отдельный вклад в формирование приповерхностного лазерного плазмообразования.



а б

Рисунок 3 Концентрации электронов в различных сечениях плазменного факела для одноимпульсного (а) ЛИ и двухимпульсного (б) лазерного воздействия.

Для плазменных сгустков, образуемых вторым и последующими лазерными импульсами характерно наличие нескольких плазменных фронтов, поддерживаемых лазерным излучением и распространяющихся вдоль лазерного луча в обоих направлениях. На фотографиях хорошо видны ударные волны, отражающиеся от поверхности плазма – воздух и поверхности мишени. При многоимпульсном лазерном воздействии наблюдается установление квазистационарной плазмодинамической структуры.

Заключение

Таким образом, в работе были обнаружены некоторые особенности импульсно-периодического лазерного воздействия на металлические образцы. В частости, плотность плазмообразования на границах пятна облучения и в центре различны, повидимому, из-за различных условий потерь из плазмы, носящих преимущественно поверхостный характер. Это позволяет управлять формой зоны лазерного разрушения материала. Также наблюдается отличие в положениеи максимумов концентраци элктронов при различных режимах воздействия, вероятно, связанного с рефракцией лазерного излучения в уже существующей плазме, которая приводит к дефокусировке лазерного пучка при подаче второго импульса. Кроме того, при многоимпульсном воздействии в плазменном факеле более выражены турбулентности, что связано с действием второго

лазерного импульса на уже вылетевшие из мишени капли расплава. Существенно, что каждый лазерный импульс вносит свой отдельный вклад в формирование приповерхностного лазерного плазмообразования, причем для плазменных сгустков, образуемых вторым и последующими лазерными импульсами характерно наличие нескольких плазменных фронтов, поддерживаемых лазерным излучением и распространяющихся вдоль лазерного луча в обоих направлениях, а также отражающиеся от поверхности плазма – воздух и поверхности мишени. Это открывает возможность управления глубиной обработки мишени лазерным излучением.

Литература:

[1] 1. Чумаков, А.Н. Приповерхностное плазмообразование в воздухе при двухимпульсном лазерном воздействии на двух длинах волн / А. Н. Чумаков, Н. А. Босак, А. В. Панина. // ЖПС. – 2017. – Т. 84, № 4. – С. 595 – 602.

[2] 2. Островский, Ю.И. Голографическая интерферометрия. / Ю.И. Островский, М.М. Бутусов, Г.В. Островская – М.: Наука, 1997. – 339 с.

ion_ne@mail.ru

ФРАКТАЛЬНЫЕ НАНОЧАСТИЦЫ ИЗ ПЛАЗМЫ ДУГОВОГО РАЗРЯДА: ПОЛУЧЕНИЕ И СВОЙСТВА

Н. А. Смоланов[1]

[1]*Мордовский госуниверситет им. Н.П.Огарева, Саранск, Россия*

Введение. Вакуумная дуга – тип электрического разряда, используемый как плазмообразующая среда при испарении материала катодным пятном. Основными продуктами катодного распыления, кроме атомов, ионов и электронов являются микрочастицы в виде твердой и капельной фракций [1]. При изучении пылевой плазмы, осаждении пылевых частиц (коагуляции), обычно не исследуют элементный или фазовый состав пылинок. Однако следует учитывать, что зарождение плазмы дугового разряда происходит в катодных пятнах, которые возникают и в пристеночной плазме токамака, являясь одним из источников пыли [2]. Фрактальность частиц и осаждаемых пленок является причиной накопления трития в термоядерном реакторе, что влияет на безопасность эксплуатации. Похожие структуры образуются на стенках вакуумной камеры и вблизи распыляемого катода из плазмы дугового разряда. Для приборов и устройств плазменного травления и распыления так же важна технологическая чистота. Трудность в исследовании пылевых частиц катодного пятна возникает из-за их больших концентраций и энергий при малых размерах. Процессы в катодном пятне – 1-я стадия генерации плазмы – до сих пор во многом не изучены до полного понимания и вызывают, кроме всего, интерес в связи с попыткой увеличения выхода наночастицы из продуктов дугового разряда, в частности – фуллеренов. первые наночастицы, капсулированные углеродом, были получены в качестве побочных продуктов синтеза фуллеренов в дуговом разряде [3].

В ряде известных нам работ показано, что фрактальный рост пленок обусловлен сильной турбулентностью пристеночной плазмы [2,4,5]. Она возбуждает тепловые флуктуации в осаждаемом потоке, а неоднородность потока осаждаемых частиц приводит к взаимодействиям, ведущим к фрактальности. Установлено, что фрактальность частиц обусловлена условиями формирования дисперсных частиц, составом потока плазмы, параметрами электрического и магнитного полей в межэлектродном пространстве. Обычно образование фракталоподобных агрегатов происходит в условиях неустойчивости фронта роста, а рост фракталов сопровождается высокими скоростями диссипации энергии [6].

Возникает вопрос: где могут существовать такие условия в дуговом разряде? Нами было высказано предположение (гипотеза), что своей необычной структуре (фрактальной) часть осажденных частиц из плазмы дугового разряда обязана токовым слоям вблизи катодных пятен [7,8].

Цель работы - провести анализ условий появления токовых слоев, их параметров и проявления в широких масштабах плазмы – от лабораторной до космической (рисунок 1). Проведено исследование структур и свойств частиц (наночастиц), осажденных из плазменного потока дугового разряда на стенках вакуумной камеры. В докладе будет представлены результаты работы, являющейся продолжением работ [7-10].

Методы получения и исследования. Исследовались порошки в виде сажевых структур, которые получали в процессе осаждения тонких вакуумных Ti(N,C)-покрытий на установке ННВ-6.6И4 при режимах осаждения, описанных в [8]. Ранее нами установлено, что частицы имеют сложную структуру и в действительности являются результатом объединения большого числа малых.

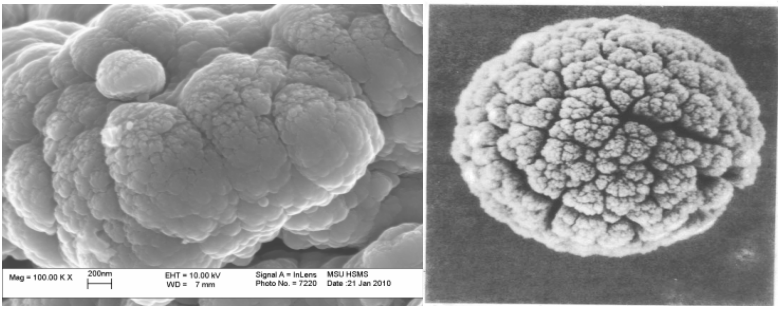


Рисунок 1. Электронная микроскопия конгломерата пылевых нанометрических частиц из плазмы дугового разряда. Фотография пылевой частицы, выросшей в гелиевой плазме. Garscadden A et al. Plasma Sources Sci. Technol. 3 239

Для исследования наноразмерных неоднородностей пленок, их фрактальных характеристик использовали метод рентгеновского малоуглового рассеяния (МУРР) [10]. Этот метод позволяет регистрировать структурные неоднородности – поры, поверхности раздела частиц, кластеры – масштаба 1 – 100 нм. По характеру изменения интенсивности рассеяния с увеличением модуля вектора рассеяния можно судить о фрактальной размерности неоднородностей структуры.

Результаты.

1. Проведен всесторонний анализ катодных пятен как источника капельной (кластерной, пылевой) составляющей. Рассмотрены известные модели катодных пятен с целью выявления возможного образования в них токовых слоев.

2. Особое внимание уделено природе капельного пятна – аномально длительному функционированию катодного пятна после погасания основного разряда.

3. Исследованы фрактальные агрегаты из пылевых частиц дугового разряда. Фрактальные размерности частиц различных фракций имеют значения: 20 мкм – 2,41; 60 мкм – 2,28; 100 мкм – 2,37; 140 мкм – 2,27; 180 мкм – 2,45. Проведено сравнение с фрактальными характеристиками пленок из токамака. Полученные результаты подтверждают вывод работ [11], что процесс образования пылевых частиц может происходить в три этапа: фаза начального роста, фаза агломерации и фаза насыщения.

4. На основании исследования структур и электромагнитных свойств пылевых частиц из плазмы вакуумного дугового разряда сделан вывод о возможности протекания двух процессов с участием токовых слоев, один из которых приводит к образованию фракталов.

Заключение. Причиной образования фрактальных агрегатов является неустойчивость фронта роста [6]. Такое состояние может возникнуть в плазменном потоке дугового разряда из-за называемых «токовых слоев», представляющих в нашем случае поток ионов из перемещающегося катодного пятна в дуговом разряде.

Литература:

[1]. Anders A. Cathodic Arcs. From Fractal Spots to Energ. Cond. New York: Springer, 2008. 555 p.

[2]. Крауз В.И., Мартыненко Ю.В., и др., //УФН, 2010, Т. 180, №10, с.1055-1080.

[3]. Kratschmer W, Lamb L D, Fostiropoulos K.// 1990 Nature 347 354.

[4]. Кислов А.Я., Сковорода А.А., Спицын А.В.// ВАНТ, сер. Тер.синтез, 2010, вып. 2, с. 19-32.

[5]. Будаев В.П., Грашин С.А., Карпов А.В. // Письма в ЖЭТФ, 2012, Т. 95, вып. 2, с. 84-90.

[6]. Клеман М., Лаврентович О.Д. Осн. Физ. част. упор. сред М.: ФИЗМАТЛИТ, 2007. – 680 с.

[7]. Smolanov N.A. //Journal of Physics: Conference Series. 2016. Т. 669. № 1. С. 012055.

[8]. Smolanov, N.A.// Journal of Surface Investigation 2018 12(3), с. 593-597.

[9]. Smolanov, N.A //Journal of Surface Investigation: 2017, Vol. 11, No. 2, pp. 353–360.

[10]. Smolanov, N.A., Neverov, V.A. 2017, Inorganic Materials: Applied Research8(3), с. 419-422.

[11]. Олеванов М.А., Манкелевич Ю.А., Рахимова Т.В. ЖЭТФ, 2003,123, вып.3,503.

[12]. Арапов С.С., Волков. Н.Б. //Письма в ЖТФ, 2003, Т.29, вып.1, с. 3-12.

[13]. Подгорный И.М., Подгорный А.И. Тез.докл. XLV Звен. Конф. по физике плазмы и УТС. г. Звенигород, 2-6 апреля 2018 г. – М.: ЗАО НТЦ «ПЛАЗМАИОФАН», 2018г. с.187.

[14]. Морозов А.И. Введение в плазмодинамику. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008.-616с.

[15]. Франк А. Г.// УФН 180 982–988 (2010).

[16]. Леденцов Л. С.. Сомов Б. В. //УФН 185 113–142 (2015).

smolanovna@yandex.ru

СПИН-ПОЛЯРИЗОВАННАЯ ПРОВОДИМОСТЬ МАГНИТНЫХ НАНОКОНТАКТОВ

Н. Х. Усеинов[1], Л. Р. Тагиров[1, 2]

[1]*Казанский Федеральный Университет, Казань, РФ*

[2]*КФТИ ФИЦ КазНЦ РАН, Казань, РФ*

С конца 1990-х годов непрерывно нарастает поток исследований свойств наноразмерных гетероструктур (наноконтактов) на основе многослойных металлических ферромагнитных слоёв с гигантским магнитосопротивлением (ГМС) и с высоким туннельным магнитосопротивлением (ТМС) [1,2]. Подобные структуры демонстрируют необычные физические свойства при комнатных температурах. Для обозначения такого научно-технического направления укоренилось специальное название *спинтроника*.

Природа основных эффектов, таких как спин-поляризованная проводимость электронов (электрон несёт не только заряд, но и спин), ГМС, ТМС и переключение направления намагниченностей ферромагнитных слоёв током [3,4], оказывается достаточно новой и полезной. Эти эффекты находят применения в датчиках магнитного поля и тока, в головках считывания информации с магнитных дисков и лент, считаются перспективными для применений в элементах памяти с высокой плотностью записи информации, гальванических развязках, биодатчиках. Ведутся разработки спиновых транзисторов, логических наноконтактов, магнитных нейронов и спиновых микропроцессоров.

Разрабатываемые в настоящее время устройства энергонезависимой магнитной памяти с произвольным доступом (MRAM) нового поколения на эффекте ГМС и ТМС способны конкурировать, быть совместимыми и даже полностью заменить современные полупроводниковые интегральные микросхемы. В настоящее время активно исследуются так называемые спин-вентильные и спин-туннельные магнитные многослойные наноструктуры, см. рисунок 1. В состав таких структур входят, по меньшей мере, два ферромагнитных металлических слоя, разделённых нанометровым немагнитным (или магнитным) слоем диэлектрика, полупроводника или хорошо проводящего металла.

Однако, имеются проблемы улучшения качества таких структур, что требует совершенствования технологии их изготовления, а также оптимизации состава, структуры и геометрии. Кроме того, многие особенности влияния поляризованного по спину тока на магнитное состояние ферромагнитных слоёв пока не выяснены. Дальнейшее совершенствование этих устройств тесно связано с проблемой повышения отношения сигнал/шум и поиском альтернативных методов контролируемого переключения состояний магнитных слоёв (элементов). Уменьшение размеров спин-вентильных и спин-туннельных наноструктур, необходимое для повышения быстродействия и информационной плотности, сопровождается ростом влияния несовершенств поверхности (структуры) материала и термоактивационного шума на порог переключения и считываемый сигнал. Многомодовый характер перемагничивания и значительное влияние теплового возбуждения могут приводить к тепловой нестабильности порогов переключения.

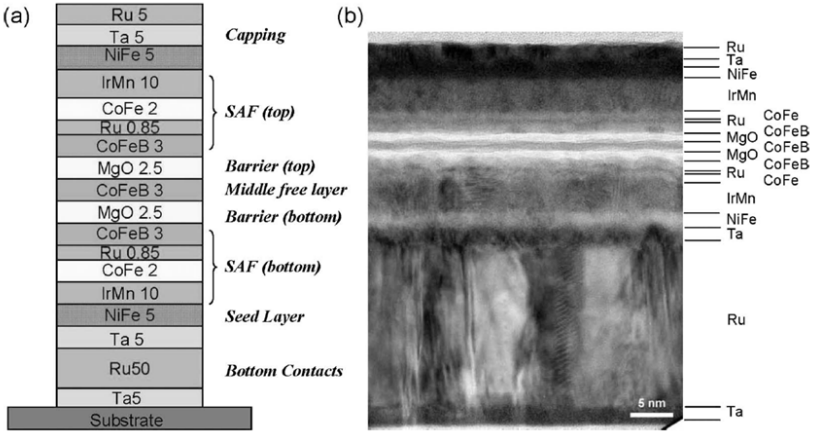


Рисунок 1. (a) Многослойная наноструктура из MgO/CoFeB для двухбарьерного магнитного туннельного наноконтакта и (b) соответствующее поперечное сечение, полученное с помощью просвечивающего (трансмиссионного) электронного микроскопа (из работы [5]). Цифры указывают толщину слоёв в нанометрах.

В этих условиях весьма актуальна задача увеличения стабильности ферромагнитного состояния за счёт подбора геометрии и магнитных параметров слоёв. Кроме того, возникает необходимость повышения величины магниторезистивного отклика при уменьшении размеров контакта. Особенно остро это касается туннельных наноконтактов, где

большая величина входного сопротивления увеличивает роль шумового сигнала. Одним из возможных путей решения последней задачи может быть использование квантового магниторезистивного эффекта в проводящем магнитном наноконтакте *3d* металлов из Ni и Co.

В наших работах [6,7,8], был исследован спин-поляризованный транспорт электронов через точечные, туннельные и двухбарьерные наноконтакты. Были рассчитаны ГМС, ТМС квазиклассическим и квантово-механическим методом с учётом спиновых степеней свободы электрона проводимости.

Например, двухбарьерный магнитный туннельный наноконтакт (ДБМТК) функционально состоит из трёх слоёв ферромагнетиков (FM) (это могут быть ферромагнитные металлы Fe, Co, Ni и их сплавы FeCoB, FeNi), разделённые между собой изоляторами (I) наномасштабного размера, см. рисунок 1. Обычно это оксиды AlOx или MgO. Если приложить разность потенциалов к ДБМТК: $FM^t/I_1/FM^m/I_2/FM^b$, где FM^t верхний (top), FM^b нижний (bottom) внешние ферромагнитные электроды, FM^m средний (middle) слой с меньшей, относительно FM^t и FM^b коэрцитивностью, $I_{1(2)}$ изоляторы толщиной несколько нанометров, то в контакте возникает спин-поляризованный ток.

Этот ток обусловлен квантовым туннелированием через барьеры (изолирующие слои). Он очень мал и экспоненциально спадает с ростом толщин изоляторов. При вычислении спин-поляризованной проводимости средний слой FM^m можно считать квантовой ямой, т. е. движение электрона в FM^m слое квантовано. При некоторых параметрах барьеров $I_{1(2)}$ и слоя FM^m, создаются резонансные условия для энергии падающего на барьер электрона и его уровня энергии в квантовой яме. Тогда при некоторых значениях приложенного напряжения, при котором удовлетворяются резонансные условия, спин-поляризованная проводимость будет резко возрастать. Кроме того, поскольку слой FM^m обладает меньшей коэрцитивностью (в случае магнитомягкого сплава), направление намагниченности FM^m слоя может легко изменяться, принимая параллельные (P) или антипараллельные (AP) ориентации относительно направлений намагниченностей FM^t и FM^b слоёв (электродов).

С помощью внешнего магнитного поля можно перевести систему из состояния с P ориентацией намагниченностей слоёв FM^t, FM^b и FM^m в состояние с AP ориентацией. В этом случае сопротивление наноконтакта при фиксированном падении напряжения будет разным. Например, во внешнем магнитном поле относительное изменение проводимости может

достигать 1000% (то есть проводимость измениться в 11 раз) даже при комнатных температурах [7].

Итак, целью наших исследований является разработка физических основ магнитной наноэлектроники или спинтроники, а именно:

- развитие технологических методов создания (синтеза) и диагностики спиновых переключателей, точечных контактов, туннельных и слоистых наноструктур;
- экспериментальное и теоретическое изучение спин-поляризованной проводимости в однослойных и многослойных наногетероструктурах;
- исследование возможностей создания экспериментальных образцов устройств на основе спин-зависимого транспорта;
- математическое моделирование спин-поляризованной проводимости в магнитных наноструктурах и спин-электронных устройствах.

Литература:

[1] A. Fert, Rev. Mod. Phys. **80** 1517 (2008); УФН **178** 1336 (2008).
[2] P. A. Grünberg, Rev. Mod. Phys. **80** 1531 (2008); УФН **178** 1349 (2008).
[3] J. C. Slonczewski, J. Magn. Magn. Mater. **159** LI (1996); L. Berger, Phys. Rev. B **54** 9353 (1996).
[4] Ю.В. Гуляев, П.Е. Зильберман, Э.М. Эпштейн, Р.Дж. Эллиотт, Письма в ЖЭТФ **76** 189 (2002).
[5] G. Feng, Sebastiaan van Dijken, *et al.,* J. Appl. Phys. **105**, 033916 (2009).
[6] А. Н. Усеинов, Л. Р. Тагиров, Р. Г. Деминов, Н. Х. Усеинов, Учёные записки КГУ (Серия физическая), **149** кн. 3. – С. 5–30. (2007).
[7] A.N. Useinov, J. Kosel, N.K. Useinov, L.R. Tagirov, Physical Review B. **84** 085424 (2011).
[8] N. Kh. Useinov, L. R. Tagirov, Physics Procedia **75** 995 (2015).

nuseinov@mail.ru

ФИЗИЧЕСКИЙ МЕХАНИЗМ ВЧ-ПЛАЗМЕННОЙ МОДИФИКАЦИИ КОЖЕВЕННЫХ ПОЛУФАБРИКАТОВ СПЕЦИАЛЬНОГО НАЗНАЧЕНИЯ

В. С. Желтухин[1], Ф. А. Гизатуллина[2], А. В. Шестов[3]

[1]*Казанский национальный исследовательский технологический университет, Казань, Россия*

[2]*Казанский национальный исследовательский технический университет имени А. Н. Туполева-КАИ, Казань, Россия*

[3]*Российский государственный университет им. А.Н. Косыгина (Технологии. Дизайн. Искусство), Москва, Россия*

Ряд профессий в нефтегазовом комплексе связаны с воздействием экстремально низких температур, нефтепродуктов, воды, жиров, кислот и щелочей, и других неблагоприятных факторов внешней среды. Для повышения устойчивости специальной одежды и/или обуви к негативным воздействиям применяют ВЧ-плазменную обработку при пониженном давлении [1]. В результате обработки изменяются не только поверхностные свойства (гидрофильность), но и объемные (пористость, прочность и др.). Целью данной работы является теоретическое обоснование механизма объемной модификации кожевенных материалов в ВЧЕ-плазме пониженного давления.

В плазме ВЧ разряда у поверхности образца образуется слой положительного заряда (СПЗ) толщиной (2-5)·10^{-3} м [2], причиной возникновения которого являются колебания электронного газа относительно малоподвижных ионов в осциллирующем электрическом поле аналогично тому, как это происходит в приэлектродных слоях ВЧЕ-разряда [3]. Толщина СПЗ с противоположных сторон образца и, соответственно, их потенциалы изменяются в противофазе. Минимальное значение потенциала каждой стороны $\varphi_{s,min}$ соответствует плавающему потенциалу φ_{fl}

$$\left|\varphi_{s,min}\right| = \varphi_{fl} = \frac{kT_e}{2e}\ln\frac{m_i}{\gamma m_e} \approx 6 - 20\ \text{В}, \qquad (1)$$

где $\gamma = 2\pi/1{,}247^2$ [3], m_i, m_e – массы иона и электрона, максимальное значение потенциала достигает ~100 В.

Кожевенные материалы характеризуются многоуровневой волокнистой капиллярно-пористой структурой; минимальный размер пор и капилляров меньше 1,5 нм (пространство между филаментами – наименьшими структурными элементами коллагена), максимальный размер пор – более 10^3 нм между пучками волокон.

Вследствие поляризации коллагена в осциллирующем электрическом поле на внутренней поверхности пор и капилляров образуются поверхностные связанные заряды. Так как размеры пор малы, а на противоположных поверхностях создаются заряды разных знаков, то напряженность электрического микрополя в пористом объеме может достигать значений ~10^9–10^{10} В/м. При такой напряженности микрополя возможны частичные разряды, которые возникают в газовых прослойках диэлектриков [4]. Результатом пробоя может быть эмиссия электронов и ионов элементов в составе коллагена, в первую очередь водорода.

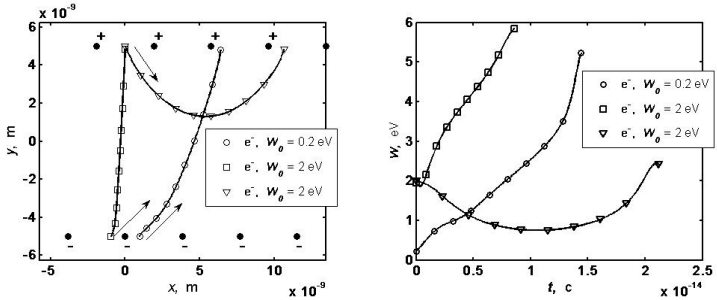
Для проверки этой гипотезы разработана математическая модель движения электронов и ионов в нанопоре, которая описывается системой задач Коши

$$\frac{d\mathbf{v}_{i,e}}{dt} = \pm\frac{e\mathbf{E}}{m_{i,e}}, \qquad \frac{d\mathbf{r}_{i,e}}{dt} = \mathbf{v}_{i,e}, \qquad t > 0, \tag{1}$$

$$\mathbf{v}_{i,e}(0) = 0, \qquad \mathbf{r}_{i,e}(0) = \mathbf{r}^0_{i,e}, \tag{2}$$

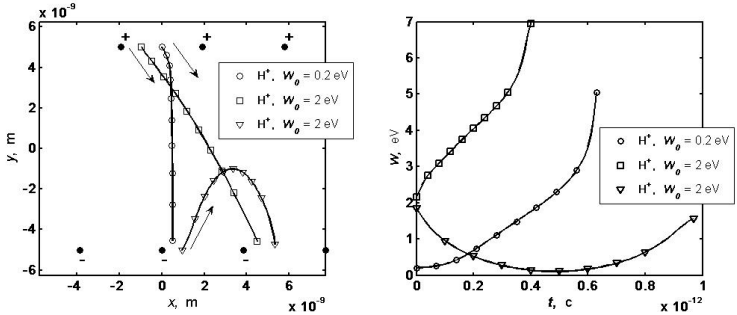
где $\mathbf{v}_{i,e}$, $\mathbf{r}_{i,e}$ – скорость и радиус-вектор электрона (индекс e) или иона (индекс i), $\mathbf{r}^0_{i,e}$ – начальные положения частиц, $m_{i,e}$ – масса электрона или иона, $\mathbf{E}$ – вектор напряженности электрического поля, e – элементарный заряд, t – время, знак «+» соответствует иону, знак «–» электрону. Результаты расчетов показывают, что у внутренней поверхности нанопоры/нанокапилляра размером 10 нм напряженность электрического поля достигает значений 10^9 В/м и выше, что превышает пороговую напряженность автоэлектронной эмиссии. Возникающие при этом свободные электроны при достижении противоположной поверхности нанопоры, в зависимости от места эмиссии и распределения связанных зарядов, могут приобретать энергию до 6 эВ (рис. 1), и быть причиной электронно-стимулированной десорбции ионов водорода [5], энергия связи атомов которого в коллагене составляет ≈0,2 эВ [6]. Ионы H^+, в свою очередь, достигая противоположной стороны нанопоры, приобретают энергию до 7 эВ (рис. 2). При взаимодействии со стенкой нанопоры эти

ионы могут вызвать вторичную ионно-электронную эмиссию, десорбировать другие атомы и молекулы, способствуя тем самым модификации внутренней поверхности.



а *б*

Рисунок 1. Траектории (a) энергии (b) электронов при движении в капилляре в электрическом поле зарядов внутренней поверхности при различной начальной энергии и места эмиссии. Поперечный размер капилляра 10 нм



а *б*

Рисунок 2. Траектории (a) и энергии (b) ионов при движении в капилляре в электрическом поле зарядов внутренней поверхности при различной начальной энергии и места десорбции. Поперечный размер капилляра 10 нм.

Таким образом, численное моделирование показывает, что возможным механизмом объемной модификации кожевенных материалов в ВЧ-плазме пониженного давления является возникновение частичных разрядов в нанопорах и нанокапиллярах вследствие поляризации

коллагена в ВЧ поле. В результате пробоя образуются свободные электроны и ионы H^+, которые достигая противоположной стенки приобретают энергию 6-7 эВ. При взаимодействии с поверхностью нанопоры/нанокапилляра могут происходить электронно-стимулированная десорбция ионов, вторичная ионно-электронная эмиссия, разрушение межатомных и межмолекулярных связей. В результате внутренняя поверхность нанопор активируется, происходят конформационные изменения макромолекул коллагена. Воздействие этих факторов приводит к модификации объемных свойств кожевенных материалов.

Литература:

[1] Абдуллин И.Ш., Желтухин В.С., Кашапов Н.Ф. Высокочастотная плазменно-струйная обработка материалов при пониженных давлениях. Теория и практика применения. Казань: Изд-во Казан. ун-та, 2000.
[2] Абдуллин И.Ш., Исрафилов И.Х., Гафаров И.Г.,Шаехов М.Ф. Единый эколого-технологический комплекс модификации среды обитания человека с помощью сорбционной очистки гидросферы.- Казань: Изд-во КГУ, 2001.
[3] Райзер Ю.П., Шнейдер М.Н., Яценко Н.А. Высокочастотный емкостный разряд: Физика. Техника эксперимента. Приложения., М.:Изд-во Моск. физ.-техн. ин-та; Наука. Физматлит, 1995
[4] Сканави Г.И. Физика диэлектриков. Область сильных полей. М: Физматгиз, 1958.
[5] Черепин В.Т.. Физическая энциклопедия : [в 5 т.] – М.: Большая российская энциклопедия, 1999.
[6] Финкельштейн А. В., Птицын О. Б. Физика белка: курс лекций с цветными и стереоскопическими иллюстрациями и задачами. – М.: КДУ, 2012.

vzheltukhin@gmail.com

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ ГАЗОВЗВЕСЕЙ С МАССОВОЙ И ПОВЕРХНОСТНОЙ ПЛОТНОСТЯМИ ЗАРЯДА

А. Л. Тукмаков[1*], Д. А. Тукмаков[2]**

[1]Казанский национальный исследовательский технический университет имени А. Н. Туполева-КАИ), Казань, Россия

[2]Федеральный исследовательский центр Казанский научный центр Российской академии наук, Казань, Россия

Одной из областей прикладной математики является моделирование физических процессов, в том числе нестационарных процессов в сплошных средах, то есть развитие инструментария исследований механики сплошных сред, включающею в себя механику твердого деформируемого тела и механику жидкости газа и плазмы. Развивающимся разделом механики жидкости, газа и плазмы является динамика неоднородных сред. Для моделирования течений неоднородных сред применяются различные подходы [1-7]-моделирование скоростных параметров смеси на основе гомогенного подхода предполагает описание непрерывности плотности каждой из компонент смеси, в то время как составляющие вектора скорости и температуры описываются для всей смеси в целом. Также возможно моделировать течение неоднородных сред, через уравнения однородной гидродинамики с учетом поправок на неоднородность смеси. При моделировании движения многофазных сред возможно интегрировать гидродинамические уравнения только для одной из компонент смеси, описывая динамику, дисперсных уравнений за счет передачи импульса от несущей среды к дисперсной компоненте. Вышеописанные подходы не позволяют учесть эффекты, связанные с межкомпонентным взаимодействием в смеси, а именно такого рода эффекты важны для описания динамики неоднородных сред, так как в отличие от классической гидродинамики течения неоднородных сред во многом определяются эффектами, связанными с взаимодействием составных частей смесей. В ряде случаев возникает необходимость моделировать течения неоднородных сред, находящихся под воздействием электромагнитных полей.

Одной из разновидностей неоднородных сред являются газовзвеси –газовые взвеси твердых частиц-запыленные среды или жидких капель - газокапельные среды.

Наиболее сложным подходом в динамики неоднородных сред является континуальный подход, предполагающий решение полной гидродинамической систему уравнений движения для каждой из компонент смеси с учетом межкомпонентного взаимодействия, которое может носить различный характер, в зависимости от исследуемых процессов [1-3].Для моделирования электрического заряда, переносимого дисперсными включениями (дисперсной компонентой газовзвесей) можно применять математические модели предполагающие наличие электрического заряда частиц аэрозоля в зависимости от их массы -массовая модель заряда или же площади поверхности частиц -поверхностная модель заряда. Целью данной работы является сопоставление математических моделей поверхностной и массовой плотности заряда дисперсной компоненты газовзвеси.

Для описания динамики электрически заряженной газовзвеси применялась математическая модель реализующая континуальный подход моделирования [1]. Движение несущей среды описывается системой уравнений Навье-Стокса для сжимаемого теплопроводного газа с учетом межфазного силового взаимодействия и теплообмена [1-6,8-9].

Составляющие силы Кулона на единицу объема газовзвеси определяются через ее удельный заряд, объемную плотность твердой компоненты смеси и напряженность электрического поля [7]. Потенциал электрического поля в расчетной области определяется из решения уравнения Пуассона с граничными условиями Дирихле. В правой части уравнения Пуассона содержится плотность заряда газовзвеси (массовая или поверхностная), отнесенная к абсолютной диэлектрической проницаемости несущей среды [7]:

$$div\boldsymbol{E} = \frac{\rho_E}{\varepsilon\varepsilon_0},\ \boldsymbol{E} = -\bar{\nabla}\varphi,\ \ \Delta^2\varphi = -\frac{\rho_E}{\varepsilon\varepsilon_0},\ \varepsilon_0 = \frac{10^{-9}}{36\pi}\ \Phi/м. \quad (1)$$

$$\rho_E = \alpha\rho_{10}\cdot q_m,\ \rho_E = S\cdot q_S = \frac{\alpha}{3r}\cdot q_S, \quad (2)$$

$$F_{Cx} = -\rho_1\frac{\partial\varphi}{\partial x},\ F_{Cy} = -\rho_1\frac{\partial\varphi}{\partial y} \quad (3)$$

Здесь ρ_E – плотность заряда, q_i – удельный заряд единицы массы (m) или площади (s) твердой фракции, φ – потенциал электрического поля, ε=1– относительная диэлектрическая проницаемость воздуха, ε_0 – абсолютная диэлектрическая проницаемость воздуха. Система уравнений математической модели интегрировалась явным конечно-разностным методом Мак-Кормака второго порядка точности [8].

Для получения монотонного численного решения к сеточной

функции на каждом временном шаге применялась схема нелинейной коррекции [9]. Алгоритм коррекции выполнялся последовательно вдоль всех узлов.

Система уравнений дополнялась соответствующими начальными и граничными условиями. При расчёте течений двухфазной смеси для составляющих скорости несущей среды и дисперсной компоненты задавались однородные граничные условия Дирихле, на всех поверхностях. Для остальных динамических функций смеси на боковых поверхностях канала задавались однородные граничные условия Неймана, согласно методике конечно-разностного моделирования динамики сжимаемого теплопроводного газа [8] и методике моделирования динамики, взвешенной в сжимаемом топливопроводном газе, дисперсной компоненты с изменяющейся «средней плотностью» и энергией [1]. Уравнение Пуассона [7,10], описывающее потенциал электрического поля (3), решалось методом конечных разностей с помощью итерационной схемы метода установления [10] на сгенерированной для газодинамических расчётов сетке, с целью учесть влияние силы Кулона при решении уравнений динамики двухфазной среды, а также учесть распределение «средней плотности» дисперсной фазы в узлах разбиения физической области при решении уравнения Пуассона. Для потенциала внутреннего электрического поля газовзвеси задавались однородные граничные условия Неймана на всех поверхностях канала, кроме начала канала, где задавалось граничное условие Дирихле:

$$\varphi(1,j)=0, \varphi(N_x,j)=\varphi(N_x-1,j), \varphi(i,1)=\varphi(i,2), \varphi(i,N_y)=\varphi(i,N_y-1).$$

Такая постановка граничных условий связана с тем, что если граница области проводящая, то нормальная составляющая тока ровна нулю:

$$\vec{j}_n=\tau\vec{E}_n=-\tau\frac{\partial\varphi}{\partial n}=0$$

здесь τ–коэффициент проводимости, в начале канала поверхность предполагалась заземленной.

Проведен ряд вычислительных экспериментов по моделированию самосогласованных течений электрически заряженной среды. Выявлена величины массовой и поверхностной плотностей зарядов, при которых процесс самосогласованного течения электрически заряженной газовзвеси, моделируемый поверхностной и массовой плотностями заряда идентичен. Определено, что увеличение объемного содержания дисперсной компоненты одинаково влияет на интенсивность течения электрически заряженных газовзвесей моделируемых, как массовой, так и поверхностной плотностями зарядов.

«Работа выполнена при финансовой поддержке гранта президента РФ № МК-297.2020.1»

Литература:

[1] Кутушев А. Г. Математическое моделирование волновых процессов в аэродисперсных и порошкообразных средах. СПб.: Недра, 2003. 284 с.

[2] Тукмаков Д.А. Математическая модель нестационарной сорбции в двухфазной среде, учитывающая пространственную неравномерность распределения концентрации микрокомпонента в фазе сорбента//Вестник Тверского государственного университета. Серия: Химия. 2019. № 4 (38). С. 24-35.

[3] Тукмаков Д. А. Конечно-разностная модель динамики гомогенной смеси в применении к исследованию распространения и отражения ударной волны большой интенсивности в водородно-воздушной среде // Модели, системы, сети в экономике, технике, природе и обществе. 2020. № 1 (33). С. 86–97.

[4] Тукмаков А.Л., Тукмаков Д.А. Генерация акустического возмущения движущейся заряженной газовзвесью// Инженерно-физический журнал, 2018, №5, С.1207-1213.

[5] Тукмаков Д.А. Численное исследование влияния плотности материала дисперсной компоненты на интенсивность генерации акустического импульса в электрически заряженной газовзвеси// Математические заметки СВФУ, 2020, № 4, С. 99-109.

[6] Тукмаков Д.А. Численное исследование влияния параметров дисперсной фазы на генерацию течения газа, формирующегося при гравитационном осаждении аэрозоля //Вычислительная механика сплошных сред. 2020. Т. 13. № 3. С. 279-287.

[7] Сальянов Ф.А. Основы физики низкотемпературной плазмы, плазменных

[8] Fletcher C. A. Computation Techniques for Fluid Dynamics, Springer-Verlang, Berlin et al., 1988. 502 p.

[9] Тукмаков А.Л. Численное моделирование акустических течений при резонансных колебаниях газа в закрытой трубе // Авиационная техника. 2006, № 4. С. 33-36.

[10] Крылов В. И., Бобков В. В., Монастырный П. И. Вычислительные методы, Т.2, М.: «Наука», 1977. 401 с.

* tukmakov@imm.knc.ru
** tukmakovda@imm.knc.ru

ПЛАЗМОРАСТВОРНЫЕ СИСТЕМЫ ПЕРЕМЕННОГО ТОКА

И. И. Ощенко[1], С. А. Смирнов[1]

[1]Ивановский государственный химико-технологический университет, Иваново, Россия

Приведены результаты исследования параметров электрического разряда в жидкой фазе при использовании источника питания переменного тока частотой 50 Гц. Были зарегистрированы вольт – амперные характеристики разряда и проведена оценка геометрических параметров разряда.

Исследование механизмов процессов, протекающих в разрядах в жидкой фазе на сегодняшний день, приобретает важность для многих областей науки и техники. Несколько десятилетий назад основное внимание в этой области уделялось электролизу и изучению пробоя диэлектрических жидкостей [1]. За последние годы фокус исследований взаимодействия плазмы с жидкостями значительно расширился, и уже затрагивает аналитическую химию, очистку и дезинфекцию воды, обработку материалов, химический синтез и некоторые другие области [2, 3].

Изучаемый разряд переменного тока частотой 50 Гц возбуждался в дистиллированной воде между двумя электродами, выполненными из различных материалов, таких как молибден, медь и сталь (Ст3сп). Большая часть электродов располагалась в керамических кожухах, а сами кожухи располагались под углом друг к другу (≈ 45˚) с возможностью регулирования высоты. Диаметры электродов не превышали 1 мм. Межэлектродное расстояние (L) также варьировалось в интервале от 0.5 до 2 мм. Схема установки приведена на рисунке 1 и включала в себя повышающий трансформатор (максимальное напряжение на выходе 10 кВ), ЛАТР и балластное сопротивление. Ток разряда (i) для различных комбинаций электродов задавался в интервале от 50 до 450 мА.

Оценку плотности мощности тепловых источников нагрева жидкой фазы проводили путём анализа зависимости температуры жидкой фазы от времени на участке нагрева $(dT/dt)_{Нагрев}$ и остывания $(dT/dt)_{Остывание}$. Расчёт плотности мощности тепловых стоков и источников проводили по формуле $cm(dT/dt) = \Sigma P_i - \Sigma P_j$, где ΣP_i - суммарная мощность всех тепловых источников, нагревающих систему, а ΣP_j мощность тепловых стоков в системе. Мощность, вкладываемая в систему жидкостным разрядом при силе тока в 100 мА и межэлектродном расстоянии в 5 мм $\Sigma Pi \approx 141$ Вт, а $\Sigma Pj \approx 18{,}1$ Вт.

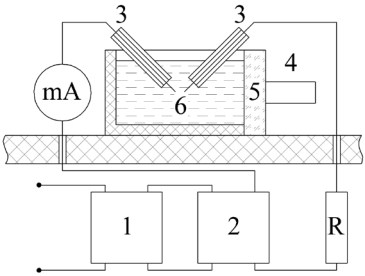


Рисунок 1. Схема экспериментальной установки, где 1 – регулируемый лабораторный автотрансформатор, 2 – повышающий трансформатор, 3 – керамические кожухи и электроды, 4 – спектрофотометр, 5 – кварцевое окно, 6 – зона образования плазмы.

Для регистрации спектров излучения разряда использовали спектрофотометр AvaSpec-2048L-2-USB2. В спектрах излучения разряда обнаружены полосы гидроксил радикалов и молекул водорода, линии излучения атомов железа, меди, молибдена, водорода и кислорода. В определённых условиях есть вероятность перехода искрового разряда в дуговой. При этом из-за высоких температур в точке горения разряда происходит серьёзное изменение внешнего вида регистрируемых спектров излучение (рисунок 2).

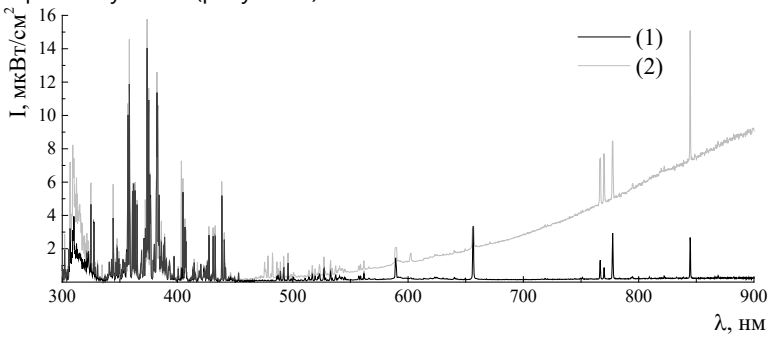


Рисунок 2. Общий вид спектра излучения искрового (1) и дугового (2) разрядов, горящего между железными электродами (i= 100мА, L = 1 мм).

Определение температуры дугового разряда проводили с помощью анализа наклона континуума на регистрируемых спектрах [4]. Температура дуги не завесила от типов электродов и межэлектродного расстояния, составляя 5800±500 K.

Также была определены эффективные вращательная (T_r) и колебательная (T_v) температуры OH($A^2\Sigma$). Вращательная и колебательная температуры слабо зависят от внешних условий, в среднем $T_r \approx 3500 \pm 100$ K, а $T_v \approx 7800 \pm 200$ K.

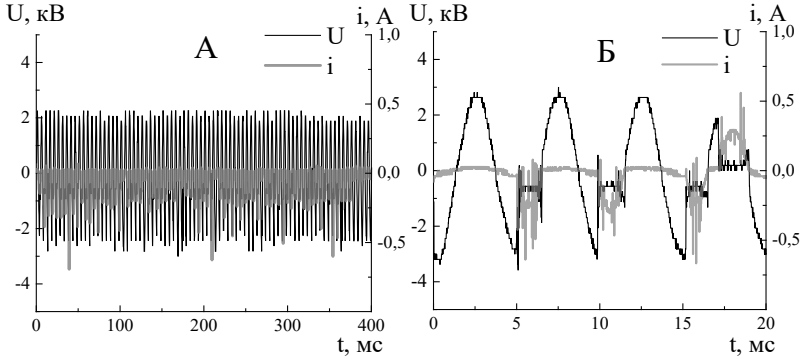


Рисунок 3. Вольтамперные характеристики разряда при мелком (А) и большом (Б) масштабе времени (электроды Mo–Mo).

Были определены геометрические параметры разрядного канала. Несмотря на то, что наблюдаемая плазма фактически является группой последовательных разрядов, что показано на рисунке 3, в интервале нескольких секунд можно говорить о существовании стабильного пути, по которому проходит основная масса разрядов. Изначально образовавшаяся область прохождения разряда смещается к поверхности жидкой фазы, что ведёт к удлинению разрядного канала и впоследствии его разрыву. В подавляющем числе случаев (≈ 70%) можно говорить о том, что длина разрядного канала больше межэлектродного расстояния на ~20-25% для всех типов электродов Cu-Cu, Mo-Mo и Fe-Fe. При этом в редких случаях (7%) разрядный канал может более чем вдвое превышать межэлектродное расстояние.

На основе зарегистрированных вольтамперных характеристик разряда определена длительность единичного разряда, которая составила 1,46 миллисекунды. Данная величина не зависит от материала электродов и среды и определяется частотой тока (рисунки 3 и 4). Частота инициации единичных разрядов в подавляющем числе случаев совпадает с частотой тока. При одинаковых условиях отдельные микроразряды практически полностью идентичны, но сопровождаются стохастическими колебаниями тока.

Напряжение микроразряда практически не зависит от времени и составляет ~560 В, падение напряжения от момента инициации составляет ~2600 В (рисунок 4 Б). Ток микроразряда без учёта случайных колебаний достигает в среднем 270 мА.

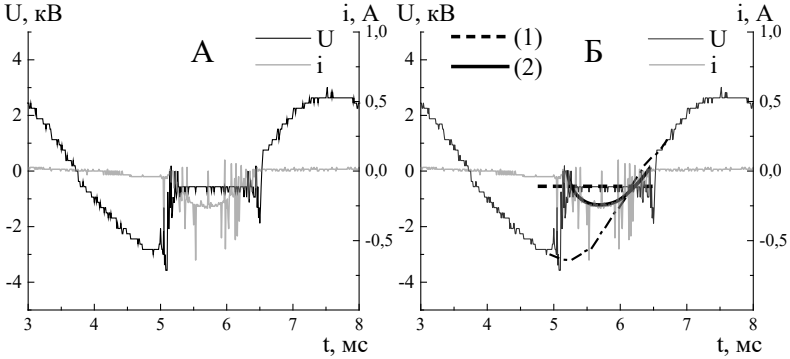


Рисунок 4. Вольт-амперные характеристики микроразряда (электроды Mo–Mo), где 1 – напряжение разряда, 2 – ток разряда.

Литература:

[1] Kogelschatz U. Dielectric-Barrier Discharges: Their History, Discharge Physics, and Industrial Applications // Plasma Chemistry and Plasma Processing. - 2003. - №23. - P. 1–46.

[2] Webb M.R. and Hieftje G.M. Spectrochemical Analysis by Using Discharge Devices with Solution Electrodes // Analytical Chemistry. - 2009. - №3. - P. 862–867.

[3] Khan I., Saeed K., Khan I. Nanoparticles: Properties, applications and toxicities // Arabian Journal of Chemistry. - 2019. - №12. - P. 908–931.

[4] Лапшинов, Б.А. Определение температуры излучающего объекта методом спектральной пирометрии / Лапшинов Б.А., Суворинов А.В., Тимченко Н. // Контроль и измерения.– 2018. – №6.– С. 116–119.

oshenko.ivan@yandex.ru

ДОСТОВЕРНОСТЬ НАНОИЗМЕРЕНИЙ МНОГОСЛОЙНЫХ PVD КОНДЕНСАТОВ Hf-Ti-N ИЗ ПЛАЗМЕННОЙ ФАЗЫ

М. М. Миронов[1], М. М. Гребенщикова[1]

[1]Казанский национальный исследовательский технологический университет, Казань, Россия

Покрытие конденсировали из пароплазменной фазы на установке с тремя электродуговыми испарителями в атмосфере азота с давлением 0,2 Па. Два испарителя с магнитной стабилизацией дуги продуцировали фазу металлического гафния, а один катод испарял титан. Ток дугового разряда испарителей составлял 60-75 А. В центре камеры размещалась подложка, которая вращалась и на нее подавали опорное напряжение в 200 В. Частота вращения подложки составляла 2,5 мин$^{-1}$. Покрытие конденсируется слоями. Схема расположения электродуговых испарителей представлена на рисунке 1.

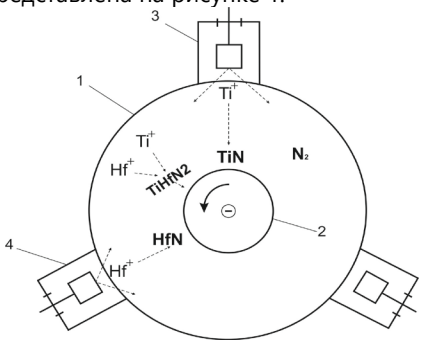


Рисунок 1 – Схема формирования комбинированного многослойного покрытия (вид сверху) Обозначения: 1 – вакуумная камера,
2 – вращающийся держатель образцов цилиндрической формы, 3, 4 – дуговые испарители

Толщина слоев нитридов титана и гафния определялась расчетом с использованием скорости роста покрытия на неподвижной подложке V_0 по методике [1] и составила 10-20 нм. Фактическая толщина слоев измерялась экспериментально по срезу покрытия исходя из общей толщины и количества оборотов подложки за время нанесения покрытия. Многократное перекрытие зон раздела фаз подложки наноразмерными слоями приводит к образованию мостиков между островками покрытия, их коалистенции и нарушению упорядоченной кристаллической

столбчатой структуры нитрида покрытия. Благодаря этому уменьшается проницаемость покрытия в межзерновой зоне. Образуется другой тип наноструктуры. Выявлено образование новой фазы HfTiN2. [2] Достоверность результатов измерений в области нанометров складывается из основополагающих свойств нанообъектов: размера, межфазовых границ и неопределенности свойств и результатов измерений.

Технический комитет ТК 441 Госстандарта «НАНОТЕХНОЛОГИЯ» за последние 10 лет практически скомплектовал нормативную документацию в области нанотехнологий на остове международных стандартов. Стандарты осуществляют техническое регулирование по методикам, измерительным системам и требованиям к нанодисперсиям, волокнам, покрытиям и нанокомпозитам. Связь с терминологией зарубежных исследователей должна осуществляется через эквивалентные термины, прописанные в этих стандартах. Стандарты терминов и определений ГОСТ Р 58039, ПНСТ 500-2020, ГОСТ 80004-1-8 ,стандарты эталонов и мер ГОСТ Р 8.628, стандарты методик поверок и калибровки ГОСТ Р 8.635, стандарта методик измерений на конкретных средствах ГОСТ Р 8.700, ГОСТ Р 8.697, стандарты на покрытия ГОСТ Р 57408, стандарты для порошков ГОСТ Р 57909, композитов ГОСТ Р 58023, изделий и систем ГОСТ Р 58023 и их составляющие ГОСТ Р 58060, ГОСТ Р 58059, стандарты на ноносуспензии ПНСТ 250, ГОСТ 34683 и наноматериалы ГОСТ 34684. При анализе на достоверность результатов наноизмерений по ГОСТ (ISO) 17025-2019 у сверхтвердых нанопокрытий по ГОСТ Р 57408-2017 целесообразно руководствоваться положениями стандартов в следующем порядке (протокол): термины, нанообъект, характеристика нанообъекта, Достоверность результатов будет определяться результатами расчетов и процедурой (протоколом) последовательности измерений по стандартам ТК 441.

Литература:

[1] Кунченко Ю. В., Кунченко В. В. Модель формирования слоистой структуры покрытий, получаемых методом вакуумно-дугового осаждения // Харьковский физико-технический институт – ФИП, 2005, т. 3, № 3-4, с. 199-207.

[2] М.М.Миронов, Л.Т.Баязитова, М.М.Гребенщикова. PVD Барьерные покрытия с антимикробной функцией для медицинских имплантатов. В сб. Низкотемпературная плазма в процессах нанесения функциональных покрытий. Казань 2020, с.158-161.

*mironov.medinstrument@yandex.ru

ПОЛУЧЕНИЕ ВОДОРОДА И СИНТЕЗ НАНОТРУБОК ПЛАЗМОХИМИЧЕСКИМ МЕТОДОМ.

Б. А. Тимеркаев[1], Г. Р. Ганиева[2], И. И. Багманов[2]

[1]КНИТУ-КАИ им. А.Н. Туполева, Казань, РФ

[2]КФУ, Казань, РФ

Одной из глобальных проблем человечества является переход на следующий уровень развития энергетических технологий. В связи с этим разработки в области возобновляемой энергетики является актуальной проблемой. Одним из наиболее важных и технологически сложных направлений следует считать освоение и повсеместное применение водорода как экологически чистого энергоносителя. Основным источником получения водорода является паровая конверсия метана и природного газа. Как известно, на сегодняшний день более 15 миллиардов кубических метров находятся в традиционных ловушках или в виде газовой шапки на нефтегазоконденсатных месторождениях. Основной и приоритетной задачей является получение водорода из природного газа, тем самым уменьшить количество сжигаемого углекислого газа. Исследователями в данной области разработаны различные способы получения водорода, одним из которых является плазмохимический метод. Данный способ конверсии углеводородного газа является распространенным как с технологической точки зрения, так и с экономической. Отсутствие выбросов, загрязняющих окружающую среду – огромное преимущество плазмохимического метода [1-4]. В качестве разряда были использованы – микровоновой, тлеющий и дуговой разряды.

В работе [5] был применен способ разложения этанола в плазме микроволнового разряда в электрической дуге. Основными газовыми продуктами являются водород, ацетилен, метан и этилен, из них до 80 об. % составляет водород. В результате исследований, для разложения биогаза был применен тлеющий разряд в плазмохимической трехсекционной камере. На выходе из реактора при вкладываемой в разряд суммарной мощности 300 Вт были получены определенные мольные доли газовых компонент: CO_2 36.8%, CH_4 18.4%, CO 17.5%, H_2 25.5%, C_2H_2 0.5% и H_2O 1.3% [6]. Генерация водорода и водородосодержащих компонентов может идти как на стадии

электролиза, так и при горении разряда. В работе [7] были проведены исследования воздействия плазмы электрического разряда постоянного тока в газожидкостной среде неорганических смесей с целью получения газообразного водорода. В качестве электролитов использовались 1%, 3 % и 5% растворы хлорида натрия в водопроводной воде, напряжение разряда U=0,1- 1,5 кВ, ток разряда I=0.02-2,3 А, межэлектродное расстояние l=100 мм. Для повышения эффективности процессов получения водорода были проведены испытания установки, совмещенной матричной и паровой конверсии природного газа в водород и показана принципиальная возможность увеличения содержания водорода при комбинации процессов и снижение концентрации ацетилена, образующегося в матричном блоке, за счет его каталитической паровой конверсии. Добавки CO увеличивают скорость паровой конверсии, что приводит, в области низких температур и небольших концентраций CO, к росту выхода водорода. Подача водяного пара в камеру смешения позволяет стабилизировать температурный режим работы матричного конвертора и снизить концентрацию получаемого ацетилена, который является каталитическим ядом для последующих каталитических процессов [8]. В результате анализа литературы был предложен способ получения водорода плазмохимическим воздействием на углеводородное сырье. В качестве сырья был использован мазут, инертный газ – аргон.

В данной работе для получения водорода был предложен плазмохимический реактор, который был изготовлен из керамической емкости, объемом 100 мл. и утопленная дуга. В работе были использованы графитовые и медные электроды, охлаждаемые электроды. Электроды закрепляются в верхней части реактора, так, чтобы концами касались друг друга и было возможно вручную регулировать межэлектродное расстояние. Электроды были погружены на определенной глубине и на определенном межэлектродном расстоянии [9.10].

Эксперименты были проведены с разными электродами. В ходе экспериментальных исследований значения силы тока варьировались от 30 до 80А, а напряжение от 20 до 30В, в зависимости от межэлектродного расстояния. В ходе эксперимента выделялся газ, который был отобран для проведения анализа по определению состава хроматографическим способом.

В выделившихся газах порядка четверти процентного состава приходится на водород, более 40% –на этилен, около 7% -на метан.

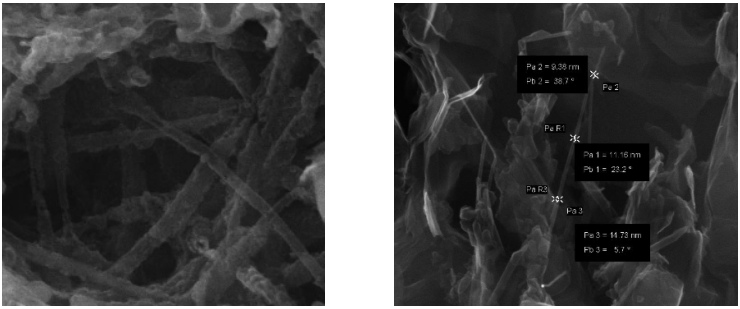


Рисунок 1. Электронно-микроскопический анализ

В ходе эксперимента на электродах наблюдался нарост, который был проанализирован. По данным электронно-микроскопического анализа в отложениях содержится большое количество углеродных нанотрубок (волокон) различной длины и структуры. Анализ показал, что в составе сажи, образованной в результате воздействия аргоновой плазмой на углеводородное сырьё, содержится большое количество углеродных нанотрубок многослойной и однослойной структуры с характерным диаметром –15 нм и различной длины порядка 1 мкм.

Таким образом, данный способ является эффективным не только для глубокой переработки углеводородного сырья, но и для получения ценных продуктов. Полученные результаты исследований показали практическую целесообразность использования плазмохимического метода.

Литература:

[1] Фатеев В.Н., Порембский В.И., Григорьев С.А., Баранов И.Е., Островский С.В., Коробцев С.В., Денисенко В.П., Николаев И.И., Кириллов И.А., Демкин С.А., Смирнов Р.В. Разработки и исследования водородных энергетических систем в Национальном Исследовательском Центре «Курчатовский институт». Известия высших учебных заведений. Проблемы энергетики. 2021;23(2):128-148. https://doi.org/10.30724/1998-9903-2021-23-2-128-148

[2] Яруллин Р.С., Салихов И.З., Черезов Д.З., Нурисламова А.Р. Перспективы водородных технологий в энергетике и в химической промышленности. Известия высших учебных заведений. Проблемы энергетики. 2021;23(2):70-83. https://doi.org/10.30724/1998-9903-2021-23-2-70-83

[2] Мухамадияров Х. Г., Нефедьев Е. С., Тимеркаев Б. А. и др. Плазмохимический реактор для глубокой переработки нефти.. Вестн. КГТУ им. А. Н. Туполева. 2006 г., №4, стр. 35-38

[3] Synthesizing germanium nanotubes in an electric arc plasma Timerkaev B.A., Kaleeva A.A., Timerkaeva D.B., Saifutdinov A.I. Russian Journal of Physical Chemistry A. 2020. T. 94. № 3. C. 613-617.

[4] Timerkaev B.A., Shakirov B.R., Timerkaeva D.B. / Creation of Silicon Nanostructures in Electric Arc Discharge // High Energy Chemistry. 2019. V. 53. № 2. P. 162

[5] Microwave discharge in liquid hydrocarbons: study of a liquid hydrocarbon after exciting the discharge Lebedev Y.A., Averin K.A., Borisov R.S., Garifullin A.R., Bobkova E.S., Kurkin T.S. High Energy Chemistry. 2018. T. 52. № 4. C. 324-329.

[6] Конверсия смеси метана с углекислым газом в синтез-газ в тлеющем разряде атмосферного давления Архипенко В.И., Вабищевич Е.Н., Кириллов А.А., Казак А.В., Симончик Л.В., Томкович Н.В. Известия высших учебных заведений. ПРОБЛЕМЫ ЭНЕРГЕТИКИ. 2021;23(2):27-20. https://doi.org/10.30724/1998-9903-2021-23-2-27-35

[7] Гайсин А.Ф., Гайсин Ф.М., Багаутдинова Л.Н., Хафизов А.А., Валиев Р.И., Газеева Е.В. Плазменно-электролитные разряды в газожидкостной среде для получения водорода. Известия высших учебных заведений. ПРОБЛЕМЫ ЭНЕРГЕТИКИ. 2021;23(2):27-35. https://doi.org/10.30724/1998-9903-2021-23-2-27-35

[8] Получение водорода в процессах конверсии углеводородных газов И.В. Седов, Л.П. Диденко, А.Ю. Зайченко, А.В. Никитин Институт проблем химической физики РАН Водород. Технологии. Будущее: сборник тезисов докладов Всероссийской научнопрактической конференции / Томский политехнический университет. – Томск: Изд-во Томского политехнического университета, 2021. – 49 с.

[9] Ganieva G.R. Decomposition of heavy hydrocarbons in argon arc with the sunken electrodes // Ganieva G.R., Timerkaev B.A. VII Conference on Low Temperature Plasma in the Processes of Functional Coating Preparation IOP Publishing. Journal of Physics: Conference Series 669 (2016) 012061166.

[10] Ganieva G.R. Electrical microdischargesin liquids and prospects of their application in plasma chemistry / Ganieva G R, Timerkaev B A, Ziganchin D I and AuhadeevM M May-June 2014 Journal of Engineering Physics and Thermophysics Vol 87, No3 (Minsk) pp 677-681.

gguzelrafikovna@mail.ru

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОБРАБОТКУ ДЕТАЛЕЙ ГТД

Л. Р. Хайруллина[1], Ф. К. Смородин[1]

[1]Казанский национальный исследовательский технический университет имени А. Н. Туполева-КАИ), Казань, Россия

Использование вспомогательного газа позволяет существенно снизить удельные затраты энергии излучения благодаря более интенсивному удалению из узкой щели реза продуктов разрушения. При резке металлов применяют в основном кислород [1]. Импульсная лазерная резка алюминиевого сплава предпочтительна не только для турбореактивного двигателя, но и для фюзеляжа, крыла и оперения [2].

Импульсная лазерная резка проводилась на технологическом комплексе LASERCUT 3015 мощностью 4 кВт. Данные экспериментальные исследования резки алюминиевого сплава В93 проводилось для резки отверстий, пазов в камерах сгорания и входного обтекателя газотурбинного двигателя при изменении следующих параметров: мощности лазера, скорости резки, частоты и длительности импульсов, заглубления фокального пятна в материал.

Теоретическому и экспериментальному исследованию процессов, сопровождающих лазерную резку металлов, посвящено большое количество оригинальных статей и монографий. Следует выделить работы учёных, внёсших ценный вклад в развитие лазерных технологий: А.А. Веденова, В.Н. Богданова, В.В. Блинкова, Г.Г. Гладуша, В.С. Голубева, А.Г. Григорьянца, Н.А. Кириченко, О.Б. Ковалёва, Р. Косырева, Н. К. Макашова, А.И. Мисюрова, Г.А. Туричина, А.М. Оришича, И.Н. Шиганова, В.Я. Панченко, В.М. Фомина, K. Chen, S.L. Chen, J. Duan, J.T. Gabzdyl, I. Miamoto, W. O'Neill, Patel, Bruster, J. Powell, D. Petring, W.M. Steen.

Традиционные методы резки, например, гидроабразивная резка:

Гидроабразивная резка – это вид обработки материала резанием, где в качестве режущего инструмента выступает струя воды с частицами абразива, подающаяся под высоким давлением со сверхзвуковой скоростью. Физическая суть процесса гидроабразивной резки состоит в отрыве и уносе из полости реза частиц материала скоростным потоком твердофазных частиц.

Любая установка гидроабразивной резки работает по следующей схеме:

1. Насосы высокой мощности создают давление воды от 3800 до 6200 бар внутри самоцентрирующейся режущей головки.

2. В сопле формируется тонкая струя воды, которая под большим давлением, со скоростью выше скорости звука, подается в смеситель.

3. В смеситель аппарата из сопла подается вода, а абразивный материал – из специального бункера для абразива.

4. После смешивания вода с абразивом образуют режущую струю, которая подается на разрезаемый материал.

Основные достоинства гидроабразивной резки:

- гидроабразивная резка – это процесс, который не требует дополнительного тепловложения. В процессе резки задействуются вода и абразив, нагрев разрезаемого материала остается незначительным, отсутствуют термическая и механическая деформации. Также достоинством реза является отсутствие грата, коробления, окалины, поэтому полученные изделия, благодаря высокому качеству реза, не требуют предварительной подготовки перед последующими операциями (например, сваркой). Также процесс холодной резки в целом увеличивает производительность, так как при установке заготовок их не требуется фиксировать, и охлаждать перед последующим технологическим процессом.

- Высокая точность реза (допустимое отклонение от нормали ±0,1 мм). Сочетание большого давления и малой площади реза, которые позволяют добиться желаемого результата без дополнительных операций. Гидроабразивная резка активно применяется при необходимости получить высококачественный рез, например, для получения точных геометрических форм.

- Высокая универсальность в применении. Гидроабразивная резка применяется в самых разнообразных сферах: от массового производства деталей из листового металла до объемной резьбы по мрамору, и является одной из самых универсальных систем резки на сегодняшний день. Внедрение 5-осевых режущих головок привело к бурному росту гидроабразивной резки: при вырезке плоских деталей головка может производить непрерывную резку, двигаться вокруг заготовки, а также производить наклонную резку в диапазоне ±55о.

- Минимальные отходы разрезаемого материала.

- Экологичность процесса (полное отсутствие вредных испарений, используемых абразивов и воды).

Плазменная резка – технология, широко применяемая в настоящее время в машиностроении, позволяющая разрезать металлы большой толщины. В качестве режущего предмета выступает не нож, а плотная струя

плазмы, которая позволяет формировать идеально точный рисунок реза в единицу заданного времени.

Технология плазменной резки металла отдает главную роль электрической дуге, которая формируется между электродом и соплом.

Начало процесса – включение источника электрического питания и подача тока высокой частоты в плазменный резак. Источник питания включается автоматически после нажатия тумблера розжига в аппарате. Сначала формируется так называемая промежуточная дуга – она имеет временный характер и соединяет электрод с наконечником сопла резака. Нагревается дежурная дуга до уровня температуры около 8000°С. Устойчивая дуга между электродом и металлом образуется не сразу, а через дежурную дугу.

Следующий этап процесса – поступление воздуха из компрессора, который обычно прилагается к аппарату резки металла. Компрессор подает воздух в сжатом виде. Этот воздух поступает в камеру плазмотрона, в котором находится и уже раскалена временная электрическая дуга. Дуга нагревает сжатый воздух, объем которого при нагреве увеличивается во много раз. Дополнительно к нагреву и увеличению объема воздух начинает ионизироваться и трансформироваться в проводник электрического тока. Он превращается в плазму. Малый диаметр сопла дает возможность разгонять поток этой раскаленной плазмы до огромных скоростей, с которыми струя вылетает из аппарата. Скорость потока может достигать трех метров в секунду. Температура воздуха плазменной резки – достигает вплоть до 30 000°С. При этих условиях электрическая проводимость воздуха – плазмы, практически равна проводимости разрезаемого металла.

Настоящая конечная дуга появляется мгновенно, как только поток плазмы достигает поверхности металла. Временная дуга, в свою очередь, автоматически выключается. Металл начинает плавится точно в месте среза и сразу же сдувается струей сжатого воздуха.

Самой близкой технологией является лазерная резка металлов.

Большой перепад температуры в стенках жаровой трубы приводит к появлению в них температурных напряжений, которые вызывают коробление, а иногда и разрушение стенок. При проектировании камер сгорания уделяется внимание их охлаждению [3].

Для предотвращения дефектов в виде трещин и короблений в зоне термического влияния предлагается использование импульсной лазерной резки [4]. Применение импульсного излучения позволило снизить удельные затраты энергии излучения за счёт использования воздуха вместо дорогостоящего газа - кислорода, а также существенно повысили качество

резки по технологическим показателям – шероховатость поверхности до 0,43 мкм и ширину реза до 0,15 мм при резке алюминия толщиной 7 мм [4].

Важнейшим направлением интенсификации производства деталей из листовых материалов является разработка и внедрение новых технологий их изготовления, способствующих повышению как качества и надёжности, так и экономических показателей производства. К таким видам обработки, получившим широкое промышленное внедрение во многих отраслях, относится лазерная технология листового раскроя. Спецификой технологии лазерной резки является наличие в кромках реза зоны, подверженной высоким температурным изменениям.

Основными параметрами, определяющими процесс лазерной резки являются:

- скорость резки, м / мин . - Vc,
- мощность лазерного излучения, Вт - P,
- давление вспомогательного газа, МПа - p,
- диаметр сфокусированного пятна, мм – df,

Для импульсного режима к этим параметрам добавляются:

- - частота следования импульсов, Гц – ν,
- - длительность импульсов, мс – τи,
- - средняя мощность излучения, Вт – Pср.

Изменяя вышеназванные технологические параметры и режимы работы лазера отрабатывались условия, обеспечивающие наилучшее качество резки конструкционных материалов, которое определялось минимальными значениями шероховатости поверхности резки, количества грата, оставшегося на нижней кромке реза и ширины реза. На этих режимах вырезались образцы, которые подвергались различным исследованиям и испытаниям.

Влияние основных технологических параметров лазерной резки на качество поверхности резки, как и в предыдущем случае, практически не зависит от марки сплава и определяются в основном толщинами обрабатываемого материала. То же самое относится и к закономерностям формирования зон термического влияния. В верхней части практически отсутствует зона литого металла.

Получены результаты экспериментов импульсной лазерной резки алюминиевого сплава В93.

Результаты используются на предприятиях ОАК, как малоотходный и высокопроизводительный процесс. Для выполнения экспериментов были выбраны алюминиевые сплавы толщинами 3 мм, 5 мм, 7 мм. В результате выбранных режимов по планированию экспериментов определены

оптимальные режимы по скорости импульсной лазерной резки, мощности лазерного излучения. Данные результаты будут способствовать повышению производительности процесса. Эффективное использование дешёвого технологического газа – воздуха будет способствовать уменьшению энергозатрат.

Микрорентгеноспектральный анализ образцов показал, что лазерная резка не изменяет концентрацию легирующих элементов в поверхностном слое реза в сравнении с основным металлом.

Механические испытания образцов толщинами до 3,0 мм показали, что лазерная резка не изменяет показатели малоцикловой усталости в сравнении с контрольными образцами, полученными фрезерованием. При толщине образцов больше 3,0 мм наблюдалось снижение механической прочности.

Рабочие кольца первой и второй ступеней изготовлены из алюминиевого сплава В93. Для изготовления корпусов и жаровых труб камер сгорания используются термостойкие сплавы на основе кобальта и никеля.

Литература:

[1] Голубев В.С., О механизмах удаления расплава при газолазерной резке материалов // Шатура. ИПЛИТ РАН. 2004.

[2] Макашев Н.К.,, Асмолов Е.С., Бузыкин О.Г. Импульсно-периодическая газолазерная резка металлов кислородсодержащем газом // Квантовая электроника, Т19. №9. С.910-915. 1996г.

[3] Мингазов Б.Г. Камеры сгорания ГТД. Казань, изд-во КГТУ, 2006г, 216с.

[4] Хайруллина Л.Р., Смородин Ф.К. «Технология лазерного сверления и резки отверстий в изделиях авиастроения» // Хайруллина Л.Р., Смородин Ф.К. Вестник — Казань: Изд-во Каз-ого гос. техн. университета. - 2016. — № 2.- С. 39-43. — ISSN 2078-6255.

Lraisovna88@mail.ru

МОДЕЛИРОВАНИЕ В ANSYS FLUENT ИСПАРЕНИЯ ПОРОШКОВЫХ ГРАНУЛ И КОНДЕНСАЦИИ НА НИХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПАРОВ В УСЛОВИЯХ ГАЗОФАЗНОГО СИНТЕЗА

Г. Д. Муллин[1*], И. В. Цивильский[1]**

[1]Казанский национальный исследовательский технический университет имени А. Н. Туполева-КАИ), Казань, Россия

Аннотация. В среде ANSYS Fluent разработана модель, отражающая поведение дискретных частиц (гранулы порошкового материала) в условиях, приближенных к атмосфере технологической индуктивно связанной плазмы. Помимо использования стандартных возможностей этого пакета, была также создана специализированная программа (User-Defined Function), которая может моделировать процессы, не предусмотренные по умолчанию во Fluent – давление насыщенных паров любого материала, степень пересыщения пара, определение состояния, при котором происходит конденсация, скорость роста частиц. Поведение частиц и паров исследовано на примере воды, область расчёта упрощена до цилиндра с нагревающимися стенками. Разработанная математическая модель газофазного испарения-конденсации частиц может быть в дальнейшем распространена на популярные металлопорошковые материалы для определения изменения их фракционного состава в ходе плазменной обработки.

Введение. Индуктивно-связанная плазма (ИСП) весьма широко применяется благодаря тому, что относительно простым методом – возбуждением высокочастотного электромагнитного поля, происходит ионизация с образованием большой концентрации свободных электронов, что приводит к генерации высокотемпературной области (равновесный высокочастотный газовый разряд) [1]. Её преимущества перед другими типами плазмотронов является высокая чистота области горения, отсутствие электродов (поле генерируется соленоидом), однако если требуется разогрев до больших температур, плазмотрон требует больших затрат энергии, больших чем для электродных плазмотронов постоянного тока [2].

Благодаря этим свойствам ИСП можно применять во многих отраслях промышленности для обработки материалов и анализа паров сгоревших веществ, можно использовать с определёнными ограничениями даже для сжигания мусора [2]. Применение ИСП, которое здесь будет рассматриваться – сфероидизация порошков тугоплавких металлов.

В этой работе в дальнейшем будет показана только часть процесса сфероидизации порошковых материалов именно теплообмен и фазовые переходы частиц, попадающих в высокотемпературную область. Для того чтобы процессы, происходящие с частицами, выглядели нагляднее, в качестве дискретной фазы будет использована вода, так как она обладает достаточным количеством свойств, которые требуется отследить в данной задаче, но эти свойства уже многократно исследованы и получены экспериментально, например, зависимость температуры испарения от давления в рабочей зоне.

1. Теоретическое обоснование модели

Фазовый переход жидкость ↔ пар происходит из-за нарушения равновесия такой двухкомпонентной системы. Для характеристики этого равновесия используется параметр S – степень пересыщения пара или влажность (только для воды), также существуют температурные пределы для конкретного давления возможности процесса испарения/конденсации – температуры испарения $\mathrm{T_{vap}}$ и температура кипения $\mathrm{T_{bp}}$. Для воды при атмосферном давления эти температуры общеизвестны – 273 K и 373 K соответственно, однако в общем случае температурный интервал определяется по фазовой диаграмме, для воды она хорошо изучена

Значение степени пересыщения $S(T,r)$ определяется из соотношений:

$$S(T,r) = \frac{k_c(T,r) \cdot p_{vap}(T,r)}{p_{sat}(T)} \tag{1}$$

$$p_{sat}(T) = \exp\left(A - \frac{B}{C+T}\right) \tag{2}$$

$$k_s(T,r) = \frac{2\sigma_T M}{RT\rho r} \tag{3}$$

Здесь $p_{vap}(T,r)$ [Па] – парциальное давление паров вещества над жидкой фазой того же вещества, $p_{sat}(T)$ [Па] – определяемое из уравнения Антуана давление паров, при которых они будут являться насыщенными, $k_s(T,r)$ - фактор кривизны капли (согласно формуле Кельвина), A, B, C- табличные константы для уравнения Антуана, σ_T [Н/м] – поверхностное натяжение капли, ρ[кг/м^3] – плотность вещества капли, M[кг/моль] – молярная масса вещества капли, R[Дж/моль · К] – универсальная газовая постоянная

Тогда при $S \geq 1, T > T_{vap}$ будет происходит происходить процесс конденсации, а при $S < 1, T > T_{vap}$, испарения.

Во время конденсации объём частицы увеличивается за счёт положительного молекулярного потока I_n к поверхности частицы – процесс массообмена:

$$I_n = k_c(c - c_g) \tag{4}$$

$$k_c = \frac{\mathrm{Sh} \cdot D}{d_p}, c = \frac{p_{vap}(T_p)}{RT_p}, c_g = \chi \frac{p_{atm}}{RT_p} \tag{5}$$

$$\chi = \frac{\frac{w_i}{M_i}}{\sum_j \frac{w_j}{M_j}} \tag{6}$$

Sh – число Шервуда, D[м^2/с] – коэффициент диффузии (жидкость-пар), d_p[м] - диаметр частицы, χ - мольная доля паров воды в газовой фазе, p_{atm}[Па] - суммарное давление газов над частицей, w_i - массовая доля примеси i в газовой смеси, M_i[кг/моль] - молярная масса примеси i в газовой смеси.

Через молекулярный поток можно вычислить прирост массы:

$$dm_p = I_n S M_i dt \tag{7}$$

Также во время конденсации происходит теплообмен с окружающей средой. Для удобства рассмотрим соизмеримый с размерами частицы малый объём dV. Происходит теплоотдача в среду:

$$\frac{dQ_{cond}}{dt} = L_i \frac{dm_p}{dt} \tag{8}$$

L_i[Дж/кг] – Удельная теплота парообразования примеси i, Q_{cond}[Дж] – источниковое слагаемое для процесса конденсации

2. Постановка и программная реализация задачи

Для получения более детализированной и простой сетки геометрия задачи упрощена до цилиндра с нагревающимися стенками (Рис. 1). В действительности камера сгорания намного меньше конденсационной камеры, источник нагрева не прямой нагрев стенки, а высокоионизированная область плазмы, пусть и находящейся рядом с ней.

Включаются модели теплопереноса, переноса примесей, вязкость по $k - \varepsilon$ модели, моделирование дискретной фазы. Скорость на входе равна v_{in} = 0,5 м/с.

Температура транспортного газа равна T_{in} = 300 К. Разность температур создаётся с помощью функции распределения в виде гауссова профиля, привязанного к стенкам (Рис. 1)

$$T = 300 + 1000 \exp\left(-\frac{(y - 1{,}6)^2}{0{,}18}\right)$$

Дискретная фаза (частицы порошка, DPM) инжектируются в заданной точке в пределах конуса, ориентированного по оси Y и с точкой Y = 1,6 м с углом раствора 120 градусов (Рис. 1). Начальный диаметр частиц – $8 \cdot 10^{-5}$ м, скорость подачи частиц – 0,006 кг/с. В настройках впрыска нужно также обязательно указать тип частиц (здесь Droplet – капля), форму – сферическая, проследить чтобы были включены процессы испарения, нагрева и кипения, опционально, случайные траектории.

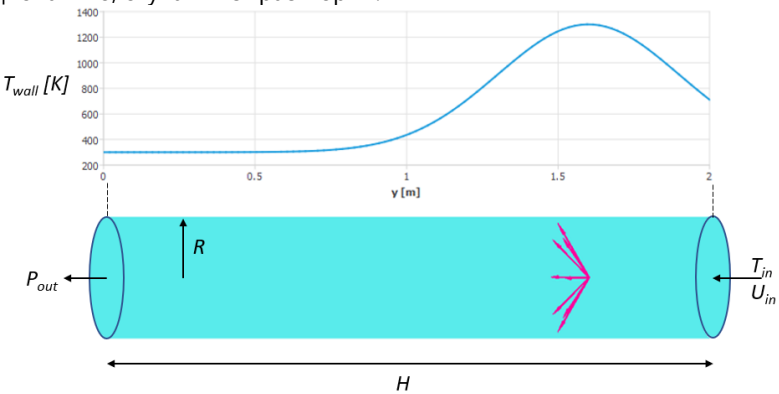


Рис. 1. Расчетный домен и граничные условия. *Распределение температуры по оси Y (сверху), расположение цилиндра и впрыска дискретной фазы (снизу).* Здесь R = 0,4 м, H = 2 м

Стандартная модель DPM Ansys Fluent не имеет встроенной возможности учета роста частиц за счет конденсации на них паров окружающего материала. Для добавления этой возможности в решатель нами разработан пользовательский модуль на C++, где, согласно формулам из главы 1 для процесса конденсации, добавляются дополнительные макросы: *DEFINE_DPM_LAW* (описывает что происходит во время конденсации – рост частиц), *DEFINE_DPM_SWITCH* (в зависимости от температуры и локальной концентрации паров материала переключает режимы или физические законы, по которым должны изменяться диаметр и температура частиц порошка),

DEFINE_DPM_SOURCE (добавляет новый источник в уравнение теплопереноса для учета выделения скрытой теплоты фазового перехода в точке конденсации паров на частицы порошка согласно соотношению 8).

3. Результаты расчетов

В результате расчётов получены распределения полей переменных и треки частиц, изображённые на (Рис. 2). Можно обратить внимание на то, что частицы конденсируются только в области, где значение влажности превышает единицу. Однако капли воды растут крайне быстро, их размеры

далеки от реальных. Также частицы добавляют нестабильность в течение что может неблагоприятно сказываться на точности исследуемых величин.

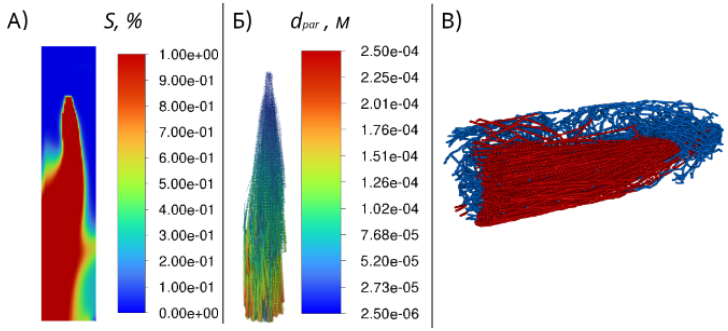


Рис. 2. А) Влажность в сечении YZ цилиндра, Б) Рост диаметра частиц, В) Распределение конденсирующихся (красный) и испаряющихся (светло-синий) частиц

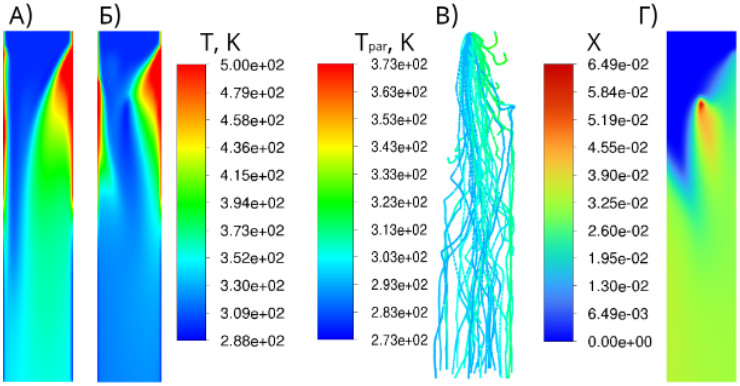


Рис. 3. А) температура в сечении YZ до инжекции, Б) температура после инжекции, В) температура частиц, Г) мольная доля водяных паров

Литература:

[1] Юрий Петрович Райзер. Физика газового разряда. // *Изд. 3-ое, доп. и перераб. — Долгопрудный: Издательский Дом «Интеллект»*, 2009. — 736

[2] Hossam A. Gabbar, et al., 2021 Comparative study of atmospheric pressure DC, RF, and microwave thermal plasma torches for waste to energy applications // *Sustainable Energy Technologies and Assessments* V 47.

[3] Амелин А. Г. Теоретические основы образования тумана при конденсации пара. // *Изд-во «Химия», Москва*, 1972 г., стр. 3-15

* mullingd@stud.kai.ru ** ivtsivilskiy@kai.ru

СИНТЕЗ НИКЕЛЕВЫХ ПОКРЫТИЙ С РАЗВИТОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ НА КЕРАМИЧЕСКИХ ПОРОШКАХ

Р. Н. Мансуров[1], М. В. Морозов[2], К. Ю. Нагулин[2], А. С. Владимиров[2], О. С. Колпаков[2], А. Х. Гильмутдинов[2]

[1]*Федеральный исследовательский центр «Казанский научный центр РАН», Казань, Россия*

[2]*Казанский национальный исследовательский технический университет им.А.Н.Туполева - КАИ, Казань, Россия*

Все более возрастающие требования к уникальным сочетаниям свойств веществ, включая тепло- и электропроводность, прочность и пластичность, стабильность и реакционноспособность являются основной движущей силой в сфере создания архитектур из новых материалов [1]. Это обуславливает необходимость как синтеза новых композитных материалов, так и исследования условий для изготовления новых изделий на их основе [2]. Никель в сочетании с оксидом алюминия чрезвычайно интересен для применения во многих приложениях, таких как катализ [3], пайка, нанесение корозионно-стойких покрытий, функционально-градуированные металло-керамические композиты, топливные элементы и другие. Порошковые композиты интересны как строительные блоки для создания новых электродов химических источников тока на их основе. Наличие столь широкого спектра применения материалов никель-оксид алюминия требует развития существующих методов их синтеза.

В данной работе исследовалась динамика процесса синтеза никелевых наноструктурированных покрытий на керамических порошках. Научной новизной данной работы является то, что синтез покрытий проводился по методике с минимальным набором исходных реагентов, чтобы избежать возникновения остаточных примесей.

Исходные порошки состава Al_2O_3 были сфероидизированы с помощью индуктивно-связанной плазмы (ИСП). Используемая система плазменной сфероидизации порошковых материалов состоит из лампового высокочастотного генератора частотой 5,2 МГц и мощностью до 60 кВт с блоком управления, двухконтурной системы водяного охлаждения, системы подачи газов и плазмохимического реактора. Изображения исходных и сфероидизированных порошков, полученные методом

сканирующей электронной микроскопии (СЭМ), были представлены в работе [4].

В процессе синтеза были использованы следующие реактивы:

- 6-водный хлорид никеля ($NiCl_2 * 6H_2O$):
- Гидразин гидрат 80% ($N_2H_4 * H_2O$):
- Дистиллированная вода
- Сфероидизированный керамический порошок оксида алюминия Al_2O_3

Необходимо растворить 18 грамм хлорида никеля и порошка оксида алюминия (Al_2O_3) 4 г в 200 мл дистиллированной воды и нагреть полученный раствор до 60℃. 200 мл 12,5%-ого раствора нужно закапать в раствор с хлоридом никеля. Полученный раствор необходимо нагреть до 90℃ и удерживать температуру до конца синтеза. Примерно через 60-70 минут после установки температуры 90℃ синтез был завершен. Полученный наноструктурированный никель необходимо промыть дистиллированной водой, отчистить от фольги и просушить. Также был проведен синтез с концентрацией никеля в 6 раз меньше изначальной.

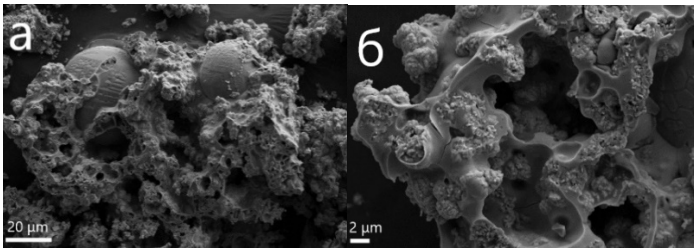


Рисунок 1. Порошок с промежуточным покрытием, образовавшимся спустя 25 мин после установления температуры

В процессе синтеза наблюдалось образование осадка синего цвета. Аналогичное образование наблюдалось и в статье [5]. В вышеуказанных работах было установлено, что осадком синего цвета является комплекс $[Ni(NH_3)_6]Cl_2$, который мы связываем с полученным осадком. На рис. 1 представлено изображение пробы из реакционной смеси, взятой спустя 25 минут после установления температуры 90℃. Видно, что на керамическом сферическом порошке формируется осадок (рис. 1а), который также может образовываться и отдельно от порошка (рис. 1б).

В ходе синтеза наблюдалось уменьшение по массе синего осадка и образование черного осадка. В работе [6] указано, что восстановительный

потенциал Ni^{2+}/Ni в растворе больше, чем у $[Ni(NH_3)_6]^{2+}$/Ni в растворе, поэтому получение никеля из данного комплекса более энергетически выгодным по сравнению с хлоридом никеля.

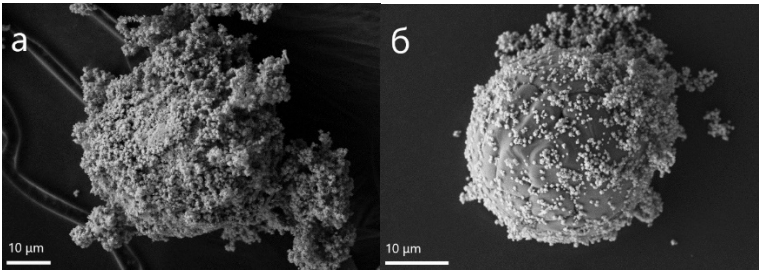


Рисунок 2. Порошок с финальным покрытием никеля, образовавшимся после окончания реакции, спустя 1,5 часа после установления температуры

Можно утверждать, что осадком является комплекс с никелем, который в ходе реакции с гидразином преобразуется в чистый никель (рис. 2). При увеличенной концентрации хлорида никеля покрытие более полно покрывает поверхность порошка (рис. 2а). При уменьшенной концентрации хлорида никеля покрытие покрывает поверхность керамического порошка не полностью (рис. 2б).

Можно выдвинуть версию описания синтеза наноструктурированного никеля следующей общей реакцией:

$$5N_2H_4 * H_2O + NiCl_2 * 6H_2O \rightarrow Ni + 2N_2 + 4NH_3 + 2NH_4Cl + 8H_2O$$

Предположительные промежуточные реакции представлены в работе [7].

Была измерена удельная площадь поверхности порошка Al_2O_3 и этого же порошка с нанесенным слоем наноструктурированного никеля различной концентрации методом физической адсорбции газов. Керамический порошок Al_2O_3 имеет удельную площадь поверхности 0,75 м^2/г, что значительно меньше удельной площади поверхности порошка Al_2O_3, покрытого наноструктурированным Ni с оптимальной концентрацией – 10,8 м^2/г. Удельная площадь поверхности порошка Al_2O_3, покрытого наноструктурированным Ni с меньшей концентрацией составила 2.6 м^2/г.

Можно сделать вывод, что у образца порошка Al_2O_3 без добавления никелевых частиц удельная площадь поверхности во много раз меньше, чем у других образцов. Керамический порошок Al_2O_3, покрытый наноструктурированным Ni с оптимальной концентрацией обладает

набольшим значением удельной площади поверхности, что подтверждается СЭМ-изображениями, представленными на рис. 2.

Работа выполнена в рамках государственного задания ФИЦ КазНЦ РАН. Авторы выражают благодарность сотруднику Центра коллективного пользования «Прикладные нанотехнологии» КНИТУ-КАИ Дробышеву С.В. за исследования на сканирующем электронном микроскопе.

Литература:

[1] Török T. I. et al. Laboratory preparation and characterization of electroless nickel coated powders of industrially produced aluminium and iron (III) oxides //Materials Science Forum. – Trans Tech Publications Ltd, 2013. – Т. 752. – С. 284-293.

[2] Gromov A. A. et al. Aluminum-alumina composites: Part I: Obtaining and characterization of powders //Materials. – 2019. – Т. 12. – №. 19. – С. 3180.

[3] Kim P. et al. Synthesis and characterization of mesoporous alumina with nickel incorporated for use in the partial oxidation of methane into synthesis gas //Applied Catalysis A: General. – 2004. – Т. 272. – №. 1-2. – С. 157-166.

[4] Нагулин К.Ю., Морозов М.В., Гайсина А.Р., Назаров Р., Гильмутдинов А.Х. Синтез структурно-градиентных порошковых материалов в индуктивно-связанной плазме // Сборник трудов I Всероссийской конференции с международным участием «Газоразрядная плазма и синтез наноструктур». – 2020. - С. 149-151.

[5] Rejitha, K. S. Thermal decomposition studies of $[Ni(NH_3)_6]X_2$ (X= Cl, Br) in the solid state using TG-MS and TR-XRD / K.S. Rejitha, T. Ichikawa, S. Mathew // Journal of thermal analysis and calorimetry. – 2011. – Т. 103. – №. 2. – С. 515-523.

[6] Ningthoujam R. S., Gajbhiye N. S., Sharma S. Reduction mechanism of Ni^{2+} into Ni nanoparticles prepared from different precursors: magnetic studies // Pramana. – 2009. – Т. 72. – №. 3. – С. 577-586.

[7] Мансуров Р.Н., Морозов М.В Синтез наноструктурированных сетей никеля // Материалы конференции VIII Молодежная международная научно-техническая конференция молодых ученых, аспирантов и студентов «Прикладная электродинамика, фотоника и живые системы – 2021». -2021. — С.373-375

misha617@mail.ru

МОДИФИКАЦИЯ ПОВЕРХНОСТИ МЕДИЦИНСКИХ ПОЛИЭТИЛЕНТЕРЕФТАЛАТНЫХ ЭКРАНОВ С ПОМОЩЬЮ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ.

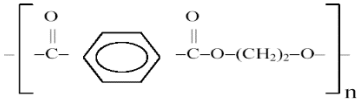
Н. Н. Хайбуллина, А. М. Ляхович, А. Г. Лучкин, Г. Ю. Яковлева

Казанский Федеральный Университет, Казань, Россия

Для снижения риска заражения инфекцией при передаче воздушно-капельным и контактным путями использование медицинской маски является неотъемлемым условием. В качестве дополнительной защиты к медицинским маскам могут быть рассмотрены лицевые экраны. Однако лицевые экраны нуждаются в периодической обработке антисептиком. Перспективой для решения данной проблемы является нанесение фунгицидных покрытий на поверхность экранов.

В работе был использован материал защитного лицевого экрана на основе ПЭТ-А (имеет более высокую химическую и атмосферную стойкость). Размер исследованных образцов ПЭТ составлял (10x5x0.1) мм.

Структурная формула ПЭТ:



В качестве фунгицидных покрытий рассматривалось осаждение оксида титана на поверхность пленки. Модификация образцов ПЭТ производилась в низкотемпературной плазме на вакуумной установке ВУ-700Д путем магнетронного распыления титана с добавлением кислорода.

Давление в камере установки составляла $2*10^{-1}$ Па, использовалась смесь Ar и O_2 (1:1). Время напыления составляло 10 мин. Скорость вращения оснастки с образцами 4,69 об/мин.

Для проверки фунгицидных свойств покрытий из титана проводилось инокулирование спорами грибов. В работе использовали сообщество чистых культур микроскопических грибов (микромицетов) *Aspergillus niger*; *Aspergillus sp.*; *Penicillium sp.* и *Trichoderma sp.* из музея кафедры микробиологии ИФМиБ КФУ. Культивирование микромицетов, приготовление сред для культивирования и суспензии спор проводились согласно ГОСТ 9.048-89. Поверхность образцов заражали суспензией спор

грибов путем равномерного опрыскивания со всех сторон образца. Продолжительность испытаний составляло 21 сут.

Для анализа исследуемых образцов был использован метод рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС). Методом РФЭС установлено, что обзорный спектр электронов поверхности образца ПЭТ помимо линий от атомов C и O содержит линии от Si и F (Рисунок 1) в количествах (74, 24, 2, 2) ат.% соответственно.

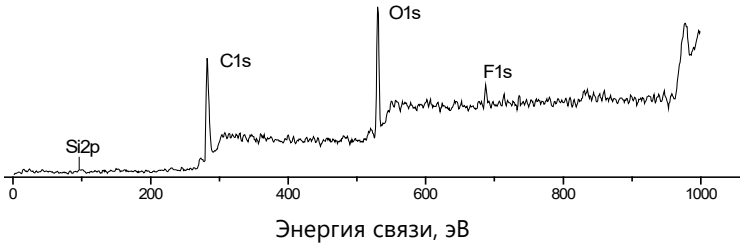


Рисунок 1. Обзорный РФЭ – спектр исходной пленки ПЭТ

Анализ РФЭ – спектров элементов ПЭТ, снятых с малым шагом выявил, что помимо линий в C1s спектре с Есв (285,0 286,6 и 288.8) эВ и в O1s – спектре с Есв (531,9 и 533,5) эВ (рисунок 2), которые согласно [1] соответствуют ПЭТ, появились дополнительные линии в C1s спектре с энергиями связи (Есв) 286,0 эВ и 290,4 эВ, а в спектре O1s дополнительная линия с Есв = 535,5 эВ, соответствующие связям атомов F и Si с атомами C и O [2].

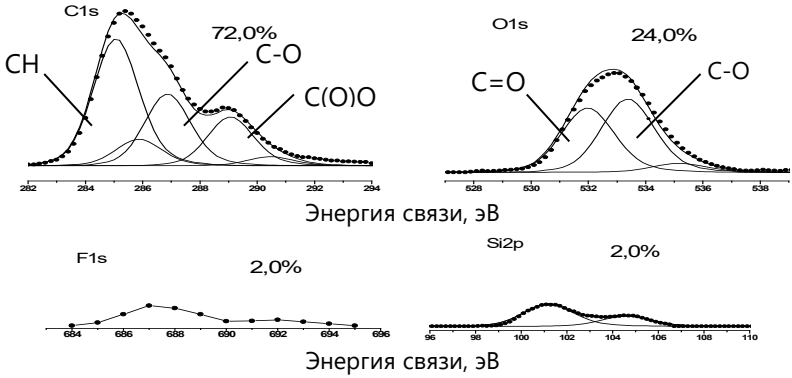


Рисунок 2. РФЭ – спектры исходной пленки ПЭТ

Наличие атомов F и Si, очевидно, связано с присутствием добавок, обеспечивающих более высокую химическую и атмосферную стойкость.
После напыления титана в РФЭ - спектре поверхности модифицированной пленки ПЭТ имеются линии от Ti, C и Si (Рисунок 3).
Анализ РФЭ – спектров элементов, снятых с малым шагом (Рисунок 4), показал, что Ti находится в одном состоянии, соответствующим соединению TiO_2 (Есв $Ti2p_{3/2}$ = 458,7 эВ и Есв O1s = 529,8 эВ) [2].

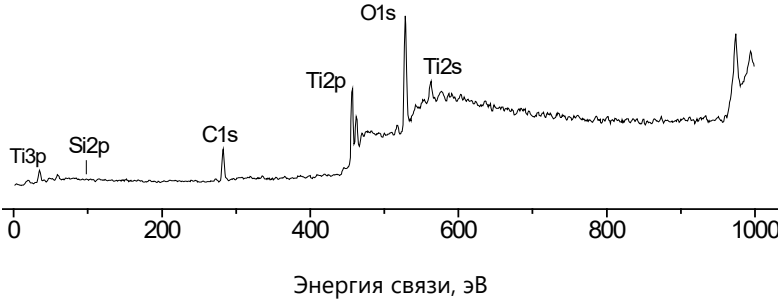


Рисунок 3. Обзорный РФЭ – спектр ПЭТ после напыления титана

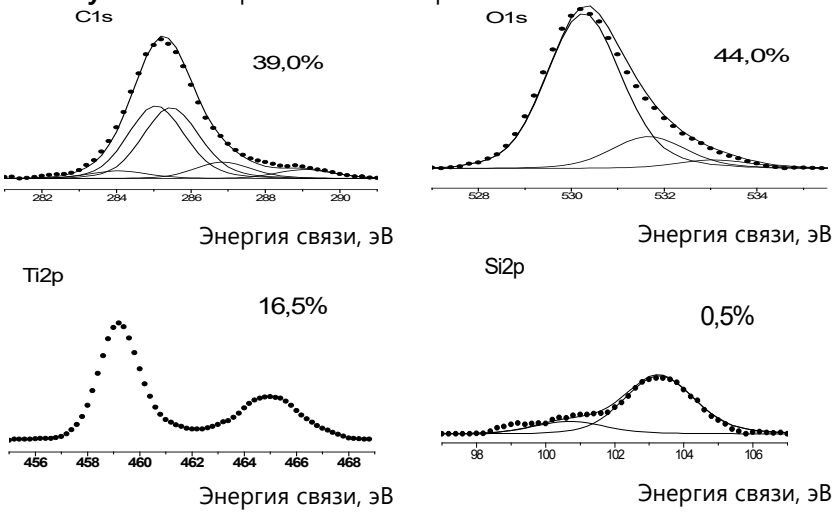
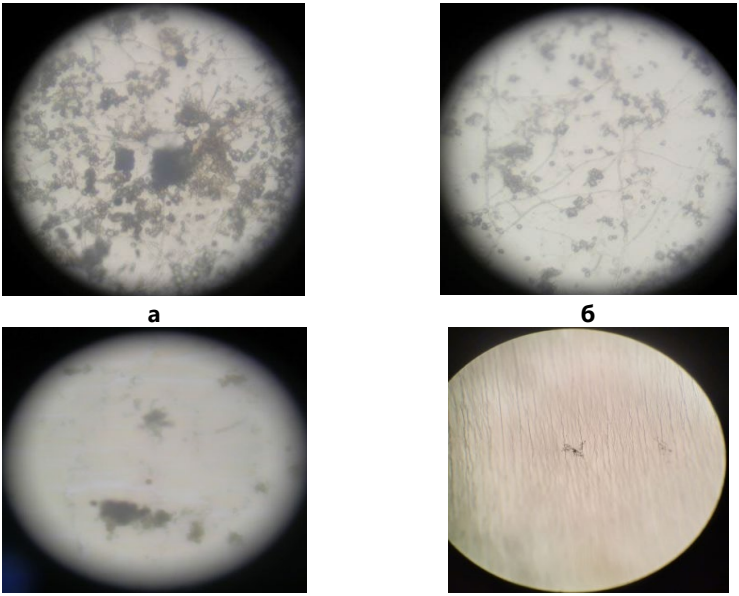


Рисунок 4. РФЭ – спектры пленки ПЭТ после напыления титана

С увеличением времени осаждения титана до 90 мин фрагменты ПЭТ на поверхности покрытия не обнаруживаются и спороношение грибов уменьшается (Рисунок 5).



а б в г

Рисунок 5. Фотографии пленок ПЭТ со спорами грибов до и после осаждения титана в течение (мин): а – 0, б – 10, в – 70, г – 90

Литература:

[1] Beamson G. and Briggs D. High resolution XPS of organic polymers. The scienta ESCA 300 database. Chichester, New York, Brisbane, Toronto, Singapure: John Wile & Sons, 1992. 582 p.
[2] NIST X-ray Photoelectron Spectroscopy Database, https://srdata.nist.gov/xps/XPSDetailPage.aspx?AllDataNo=21622

alalam@mail.ru, hajbullina.nuria-99@yandex.ru

ЭЛЕКТРОДУГОВОЙ СИНТЕЗ КРЕМНИЕВЫХ НАНОСТРУКТУР

Б.А. Тимеркаев[1*], В.Ю. Турутин[1], В.С. Фельцингер[1***], А.А. Залялиева[1****], Р.Р. Вахитов[1*****]**

[1]Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н.Туполева-КАИ, Казань, Россия

В работе предложена методика синтеза карбида кремния микроскопических размеров и кремниевых нанообразований в виде нанотрубок и нанонитей в аргоновой дуге. В качестве электродов дугового разряда были использованы графитовые электроды с вкраплениями кремния. Электроды помещались в плазменный реактор в вертикальном положении при давлении аргона 485 Торр. Во время разряда с поверхности анода происходило испарение атомов углерода и кремния. В результате эксперимента на поверхности графитового катода образовались отложения карбида кремния, а на поверхности анода углеродно-кремниевые наноструктуры. Синтезированные образцы были проанализированы на электронном микроскопе.

Кремниевые наноструктуры, такие как карбид кремния (SiC), кремниевые нанонити из-за исключительной твердости, износостойкости и химической инертности широко применяются при изготовлении лопаток турбин, дизельных двигателей, светоизлучающих устройств, полевых эмиссионных дисплеев, наносенсоров, а также как абразивные материалы. Карбид кремния, в основном, производится по известному методу Ачесона. Для синтеза кремниевых наноструктур также используются химическое осаждение из паровой фазы (CVD) и метод импульсной лазерной абляции. Эти процессы имеют некоторые преимущества, такие, например, как простота и возможность получения продуктов в больших объемах. Но в то же время существуют и некоторые ограничения, особенно в части стоимости, времени обработки и чистоты продуктов. В качестве альтернативных методов в работах [1–6] предлагают плазменные методы синтеза наноматериалов из кремния. Карбиды кремния уже были успешно синтезированы в различных источниках плазмы, таких как утопленная в диэлектрическую жидкость дуга постоянного тока [1,2].

В работе [1] предложена экспериментальная установка и описан метод синтеза карбида кремния в утопленной в толщу углеводородного сырья электрической дуге. Экспериментальная установка включала в себя

керамический сосуд с углеводородным сырьем, в которое опускается система электродов катод-анод, сильноточный источник электрического питания, измерительные приборы. Анод представлял собой графит цилиндрической формы, диаметром 12 мм, а катод – железный стержень диаметром 8 мм. В графитовом стержне были просверлены несколько небольших отверстий, в которые вмонтировали кремниевые осколки. В составе отложений на катоде были обнаружены карбид кремния и углеродные нанотрубки. Использование утопленного в жидкое углеводородное сырьё электродугового разряда позволило синтезировать карбид кремния требуемых размеров и в большом количестве. Если размеры образцов карбида кремния можно спрогнозировать длительностью действия разряда, то качества можно добиться регулировкой величины тока.

В работе [2] представлен аналогичный метод синтеза с погруженными в диэлектрическую жидкость электродами, но в качестве среды взяты углеводородные жидкости. Авторы осуществили три типа экспериментов. В первом случае продолжительный искровой разряд зажигался в жидком циклогексане между кремниевым анодом и графитовым катодом, во втором случае – в жидком циклогексане между двумя кремниевыми электродами, в третьем случае – в жидком тетраметилсилане между двумя графитовыми электродами или двумя вольфрамовыми электродами. Авторы данной работы также изучили возможности синтеза наноразмерных карбидов кремния в импульсных разрядах. Им удалось найти режимы, в которых синтезировались наноразмерные карбиды кремния. Полученные результаты показали, что импульсные разряды между Si – C и Si – Si электродами в циклогексане производят наночастицы Si с оболочкой C, но не наночастицы SiC. Однако длительные искровые разряды в тетраметилсилане действительно производят наночастицы SiC.

Коулман с соавторами [3] исследовали процесс карбонизации кремниевых наночастиц к SiC. В зависимости от условий эксперимента можно получить либо полые, либо твердые морфологии наночастицы SiC. Авторы обнаружили, что плазма сначала нагревает наночастицы Si (с C-оболочкой) и инициирует диффузию C в Si для зарождения SiC. Затем происходит выделение энергии (экзотермическая реакция), которая дополнительно нагревает частицы, что приводит к полному структурному преобразованию в SiC. Эта реакция занимает порядка сотен миллисекунд.

В работе В.И. Подгорного и др. [4] были продемонстрированы эксперименты с получением карбидов кремния в аргоновой дуге с

графитовыми электродами. Эксперимент проводился при следующих условиях: ток разряда 60–75 А, межэлектродный зазор порядка 0,1–1 мм, давление аргона 100–300 Тор, время горения 20–30 минут.

Образцы из работы [5], синтезированные в условиях, похожих на условия аргонно-дугового разряда в работе В.И. Подгорного и др., представляют из себя углеродные нанотрубки и наноалмазы. Элементный состав образцов показал, что они полностью состоят из углерода. Авторы предполагают, что Si выступил в роли катализатора для образования углеродных структур, а кремниевые нанотрубки и карбид кремния перенеслись выше из-за высокой температуры и энергии, высвобожденной при синтезе С-наноструктур.

В работе [6] синтез сверхмелкозернистых наночастиц аморфного карбида кремния (a-SiC) был осуществлен путем разложения гексаметилдисилана в дуговой плазме на основе магнитостабилизированного скользящего дугового разряда. Результаты показали, что синтезированные продукты представляют собой смесь наночастиц a-SiC и избытка свободного углерода. Средний размер наночастиц составлял около 9 нм, и на поверхности наночастиц было множество функциональных групп и окисленных покрытий. Фотолюминесцентные свойства показали, что наночастицы a-SiC имели сильное сине-зеленое излучение. при возбуждении на длине волны 340–420 нм, что, возможно, связано с поверхностными функциональными группами, окисленными верхними слоями и эффектом квантового ограничения из-за ультратонких размеров. Корреляция между током дуги и кристаллической структурой продукта показала, что низкая подводимая энергия способствует синтезу наночастиц a-SiC, в то время как высокая подводимая энергия способствовала переходу от аморфной структуры к b-SiC.

Электродуговой метод имеет свои преимущества перед другими методами получения нано и микроразмерных структур кремния и карбида кремния, благодаря сосуществованию областей с большими градиентами температуры. Вблизи столба дуги температура может достигать десяти тысяч градусов, а уже при отдалении буквально на несколько миллиметров температура будет порядка тысячи градусов. Для эффективного синтеза в дуговой плазме наноструктур кремния не требуется наличие катализатора, как для углеродных наноструктур, а нагрев до температуры, при которой начинается рост образований, происходит за короткий промежуток времени (около 100 мс). В данной работе для синтеза кремниевых наноструктур предлагается электродуговой метод и описываются условия, при которых создаются

некоторые виды на несколько порядков отличающихся по размеру углеродно-кремниевых и кремниевых структур.

Экспериментальная установка для проведения синтеза наноструктур кремния состояла из вакуумной камеры, систем питания, вакуумирования, газоснабжения. В качестве электродов были выбраны графитовые стержни толщиной около 14 мм. Катод был заострен на конце, а на аноде были размещены вкрапления кристаллического кремния. Катод и анод имели вертикальное расположение. В ходе эксперимента можно было регулировать межэлектродное расстояние. Перед экспериментом вакуумная камера откачивалась вакуумным насосом, а затем продувалась и заполнялась аргоном до давления 485 Торр. Для инициации дуги кратковременно устанавливали контакт между электродами и разрывали его. При этом между электродами зажигалась дуга. Во время эксперимента напряжение между электродами поддерживали около 26 В при токе 45 А. Эксперимент продолжался около 1 минуты.

Полученные в результате эксперимента образцы были изучены на электронном микроскопе. На рисунке 1 приведены изображения карбида кремния. Их размер порядка 20–40 мкм. На гранях некоторых частиц видны более мелкие образования карбидов. Кристаллы имеют четкие ребра и гладкие плоские грани.

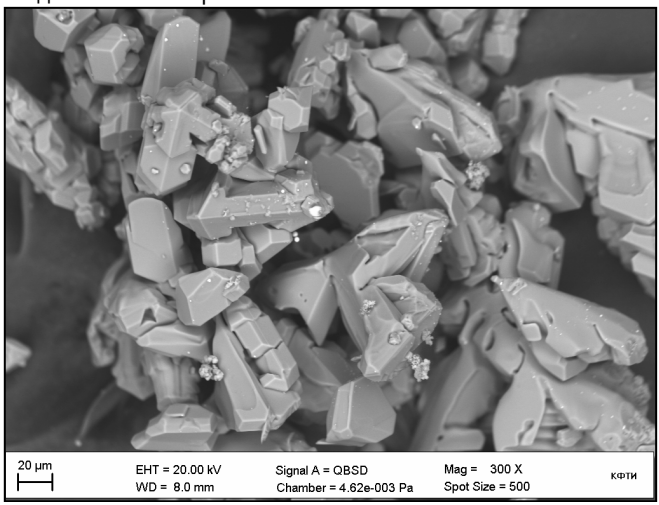


Рис. 1 Кристаллы карбида кремния. Увеличение в 300 раз.

На рисунке 2 представлены изображения наноразмерных кристаллов карбида кремния, размером порядка 200–500 нм. На этом же рисунке видны кремниевые нанонити, длина которых достигает 10 мкм.

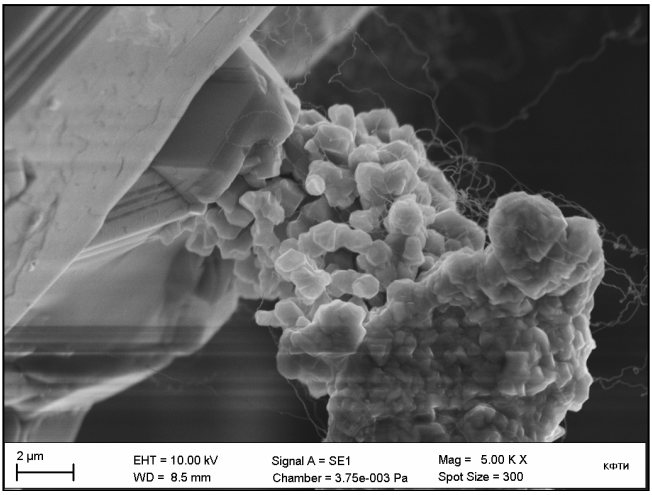


Рис. 2 Наноразмерные кристаллы карбида кремния. Увеличение в 5000 раз.

На рисунке 3 представлены синтезированные во время этого же эксперимента кремниевые нанонити при увеличении в 5000 раз. Диаметры этих нитей порядка 50–100 нм, а длина порядка 10 нм. Также на поверхности образованных нитей имеются наросты, вероятнее всего, из оксида кремния. Средняя длина поверхностных нанообразований составляет примерно 10 нм.

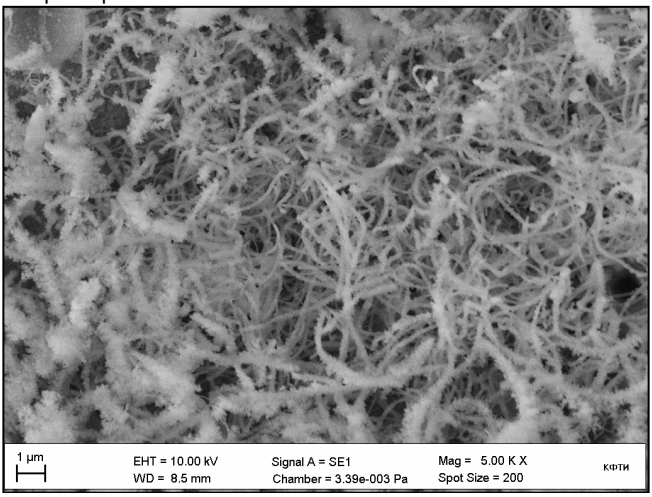


Рис. 2. Кремниевые нанонити. Увеличение в 5000 раз.

Нанонити непрямые, расположены хаотично, при этом максимально заполняют весь объем. На поверхности нанонитей имеется множество окисленных покрытий. Элементный состав данного образца показал, кроме кремния, присутствие кислорода.

Таким образом, в аргоновой дуге при давлении 485 Торр удалось синтезировать карбид кремния микроскопических размеров и нанонити кремния с покрытием из множественных окисленных наноструктур.

Литература:

[1] B. A. Timerkaev, V. S. Felzinger, A. Akhmetvaleeva et al. Synthesis of silicon carbide in arc discharge in fuel oil. 2021. Journal of Physics: Conference Series. 1870:012005.

[2] Ahmad Hamdan, Douaa El Abiad, Min Suk Cha. Synthesis of Silicon and Silicon Carbide Nanoparticles by Pulsed Electrical Discharges in Dielectric Liquids. 2021. Plasma Chemistry and Plasma Processing. 41(6). P. 1647-1660.

[3] D. Coleman, T. Lopez, O. Yasar-Inceoglu et al. Hollow silicon carbide nanoparticles from a non-thermal plasma process. Journal of Applied Physics. 117(19):193301.

[4] В. И. Подгорный, Б. З. Белашев, Р. Н. Осауленко и др. Получение образцов карбидов в плазме дугового разряда. ЖТФ. 2013. Т. 83. Вып. 7. С. 77-81.

[5] B. A. Timerkaev, R. R. Shaikhattarov, R. K. Gevorgyan et al. Synthesis of nanodiamonds and carbon nanotubes in siliconargon arc. Journal of Physics: Conference Series. 1870:012015.

[6] Jiawen Zhou, Cheng Wang, Ming Song, Xianhui Chen, Weidong Xi. Simple synthesis of ultrafine amorphous silicon carbide nanoparticles by atmospheric plasmas. 2021. Materials Letters. 299:130072.

*btimerkaev@gmail.com

**turutinvyu@stud.kai.ru

***vasiliyfe@mail.ru

****adelinaza@mail.ru

*****rizvan2828@mail.ru

СОЗДАНИЕ ПОТОКА ПЛАЗМЫ ОТ ЖИДКОГО ЭЛЕКТРОЛИТНОГО КАТОДА С ПРОИЗВОЛЬНОЙ ОРИЕНТАЦИЕЙ В ПРОСТРАНСТВЕ

Г. Х. Тазмеев[1], Х. К. Тазмеев[1], Б. Х. Тазмеев[2]

[1]*Набережночелнинский институт КФУ, Набережные Челны, Россия*

[2]*Кубанский государственный аграрный университет, Краснодар, Россия*

Газовые разряды с жидким электролитным катодом могут быть использованы для создания интенсивных плазменных потоков. Как показывают опыты, в диапазоне токов 10-20 А могут быть получены потоки с массовой скоростью в пределах 1-2 г/с [1, 2]. Такие плазменные потоки вполне приемлемы для энергоемких технологий, в частности, для газификации отходов полимерных материалов [3]. От открытой поверхности жидкого электролитного катода поток плазмы идет вертикально вверх. В этом заключается существенный недостаток источника плазмы. На практике требуются потоки плазмы, направленные не только вертикально, но и других направлениях. Одним из вариантов решения проблемы является изменение пространственной ориентации системы «жидкий электролитный катод – твердотельный анод». В таком варианте проведены экспериментальные исследования в работах [4]. Авторами разработан катодный узел с использованием пористого огнеупорного материала. Электролит подавался во внутреннюю полость катодного узла и частично поступал через пористую стенку в разрядный промежуток. Такой катодный узел, был назван «пористым электролитным катодом», сокращенно ПЭК. С помощью ПЭК получены разряды с горизонтальной ориентацией плазменного столба. Эксперименты проведены в диапазоне токов 1-4 А. Мощность, вкладываемая в разряд, не превышала 2 кВт. Естественно, при таких сравнительно малых энергетических параметрах интенсивные потоки плазмы формировать невозможно. Для этого требуются более мощные разряды. В связи с этим целью данной работы явилось продолжение исследований при повышенных токах и мощностях.

В качестве электролита использовались растворы хлорида натрия в дистиллированной воде. Удельная электрическая проводимость растворов находилась в пределах 6-18 мСм/см. Электрическое питание подавалось от трехфазного двухполупериодного выпрямителя. Визуализация

осуществлялась видеокамерой ВИДЕОСКАН-401. Она которая позволяла получить мгновенные фотографии с экспозицией до 1 мкс.

На рисунке 1 приведены фрагменты мгновенных фотографий, в которых запечатлены плазменные потоки с различными ориентациями в пространстве.

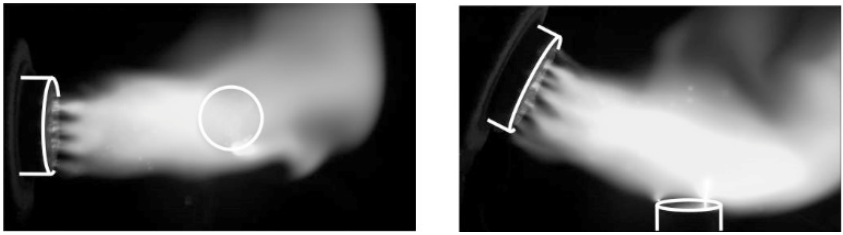


Рисунок 1. Мгновенные фотографии потока плазмы. Экспозиция 0,2 мс. I = 8 А. Межэлектродное расстояние 6 см. Белыми линиями обозначены контуры торцов ПЭК и металлического анода. Диаметр ПЭК 40 мм. Анод – медный стержень с диаметром 25 мм.

Получены вольтамперные характеристики при разных межэлектродных расстояниях с использованием электролитов с различной удельной электрической проводимостью. Определена напряженность электрического поля. На межэлектродных расстояниях 5-10 см числовые значения получены в пределах 25 – 35 В/см. Спектр излучения плазмы исследован оптоволоконным спектрометром AvaSpec-3648. Спектральные линии атома водорода использованы для расчетов концентрации и температуры электронного газа.

Литература:

[1] Tazmeev Kh.K., Arslanov I.M., Tazmeev G.Kh. // Journal of Physics: Conference Series. 2014. V. 567. P. 012001.
[2] Tazmeev K.K., Arslanov I.M., Tazmeev B.K., Tazmeev G.K. // Journal of Physics: Conference Series. 2019. V. 1393. P. 012061.
[3] Фридланд С.В., Тазмеев А.Х., Мифтахов М.Н. // Вестник Казанского технологического университета. 2006. № 6. С. 10-15.
[4] Тазмеев Х.К., Тазмеев Б.Х. Инженерно-физический журнал. 2003, №4. С.107-114.

tazmeevgkh@stud.kai.ru

РАСЧЕТ КОНЦЕНТРАЦИИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЕ ДИФФУЗИОННОГО ПЛАМЕНИ ПРОПАНА С ИНЕРТНОЙ ДОБАВКОЙ ГЕЛИЯ ПРИ ИЗБЫТКЕ ОКИСЛИТЕЛЯ

А. С. Бобров[1]

[1]ФГБОУ ВО ВятГУ, Киров, РФ

Пламя является низкотемпературной плазмой со степенью ионизации при данной температуре, превышающей равновесную. При этом в объеме пламени обнаруживаются квазистационарные области локализации электрических зарядов, величина и расположение которых по отношению к фронту пламени определяется протеканием химических реакций горения. Обнаружен избыток концентрации ионов, в отдельных зонах кинетических и диффузионных углеводородных пламен. Так в отсутствие присадок величины избытка зарядов лежат в пределах 10^9 – 10^{12} ион/см^3, что превышает равновесную концентрацию зарядов при данной температуре горения на несколько порядков [1,2,3]. Диффузионное пламя является наиболее пригодным для изучения электрических характеристик пламени, так как размеры рабочего участка достаточно велики для размещения зонда.

Ионизационные процессы в низкотемпературной плазме исследованы автором при горении диффузионных пламен коаксиальных струй пропана и кислорода с инертной добавкой гелия в режиме горения с избытком окислителя.

Экспериментальная установка состоит из пяти функциональных частей: устройства подвода горючего, устройства позиционирования, газовой горелки, зонда, электроизмерительной цепи. Используемая газовая горелка представляет собой две кварцевые трубы разного диаметра, расположенных коаксиально одна в другой. По внутренней, диаметром 2a, течет горючее, по внешней, диаметром 2b - окислитель. Пламя образуется на срезе внутренней трубы горелки, срез которой расположен на 0,2 м ниже среза внешней трубы.

Измерение электрических потенциалов точек области горения проводится с помощью одноэлектродного пассивного (электростатического) зонда. Применение такого зонда позволяет в значительной степени уменьшить

возмущения газового потока в приэлектродной области, а благодаря пассивности зонда исключить искажения поля пламени.

Расчет концентрации электрических зарядов производится на основе теоремы Гаусса при обработке экспериментально полученных данных о распределении электрических потенциалов области горения (500 точек/см^2).

В режиме с избытком окислителя отрицательный электрический заряд занимает внутреннюю область пламени, над срезом трубки горючего, порядок концентрации электрических зарядов $1{,}5*10^{10}$ см$^{-3}$. Область локализации положительных зарядов окружает область отрицательного заряда с максимальным значением концентрации электрических зарядов $2*10^9$ см$^{-3}$ в области фронта пламени в средней его части.

Возможный механизм формирования квазистационарных областей локализации положительных и отрицательных электрических зарядов заключается в том, что продиффундировавшие в свежую смесь электроны, возникшие при хемоионизации, захватываются молекулами кислорода с образованием отрицательных ионов кислорода, в следствии чего подвижность отрицательных частиц уменьшается, а положительные ионы с массой меньшей, чем отрицательные ионы кислорода за одинаковые интервалы времени диффундируют быстрее. С ростом коэффициента избытка окислителя в хемилюменесцентой зоне концентрация ионов содержащих кислород увеличивается, а концентрация безкислородных ионов быстро снижается.

Литература:

[1] Лаутон Д., Вайнберг Ф. Электрические аспекты горения./Пер. с англ. под ред. В. А. Попова. – М.: Энергия, 1976. – 296 с.
[2] Степанов Е.М., Дьячков Б.Г. Ионизация в пламени и электрическое поле. М.: Металлургия, 1968. – 312 с.
[3] Фиалков А. Б., Фиалков Б. А. Ионный состав пламен пропан-бутан-воздух при пониженном давлении. // ФГВ. - 1985. - №3. С. 32-41.

asb.06@mail.ru

ХАРАКТЕРИСТИКИ ОТРИЦАТЕЛЬНОГО КОРОННОГО РАЗРЯДА В ВОЗДУХЕ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ЗАЗОРАХ

А. Р. Билалов[1]

[1]КАЗАНСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ ИМ. А. Н. ТУПОЛЕВА - КАИ, Казань, Россия

Процесс плазменной реакции между двумя электродами с чрезмерной разницей кривизны поверхности чаще встречается в осесимметричной области и в некоторых случаях может быть самоподдерживающимся [1]. Особенно для отрицательных коронных разрядов он генерируется, когда начальное электрическое поле, которого он достиг в асимметричной области, похож на конфигурацию электрода "точка-плоскость", а более острая сторона выполняет роль разрядной [2]. В последние годы изучению микроскопических физических процессов плазмы уделяется все больше и больше внимания. В 1985 году впервые была рассчитана форма периодического тока на основе математического моделирования, и была создана имитационная модель путем решения ряда связанных уравнений [3]. В 2000 году модель была дополнена, и исследователи обнаружили, что по мере увеличения коэффициента ионизации время нарастания импульса тока постепенно уменьшается [4]. В работе [5] использован метод конечных элементов для получения уравнений импульсов путем распределения заряженных частиц. Затем уравнения непрерывности в математической модели были улучшены, и был добавлен термин фотоионизации, что сделало модель разряда более точной, чем раньше.

Доказано, что связь между большим разрядным промежутком и процессом отрицательной короны очень тесна. Так, в работе [6] были исследованы характеристики коронирующих электродов при различных разрядных промежутках с использованием конфигурации проволочного рулона в 2004 году и были сделаны выводы, что площадь короны при больших зазорах намного больше, чем при малых. В 2011 году исследования положительных коронных разрядов в субмиллиметровых зазорах с использованием структуры проволочной плоскости позволили обнаружить, что уменьшение длины зазора и диаметра провода приведет к увеличению разрядных токов [7]. Затем в 2015 году в докладе [8] были рассмотрены пробивные напряжения мощности в зазорах между стержнями и плоскостями, и автор выразил мнение, что пробивные напряжения будут увеличиваться с увеличением длины зазора.

Литература:

[1] T. N. Giao and J. B. Jordan, Modes of corona discharges in air, IEEE Trans. Power App. Syst., vol. PAS-87, pp. 1207–1215, May. 1968.

[2] B. He, T. W. Li, Y. P. Xiu, H. Zhao, Z. R. Peng, and Y. P. Meng, Study on law of negative corona discharge in microparticle-air two-phase flow media, AIP. ADV., vol. 6, p. 035114, Mar. 2016.

[3] R. Morrow, Theory of negative corona in oxygen, Phys. Rev. A, vol. 32, pp. 1799–1809, Sep. 1985.

[4] D. K. Gupta, S. Mahajan and P. I. John, Theory of step on leading edge of negative corona current pulse, J. Phys. D: Appl. Phys., vol. 33, pp. 681– 691, Dec. 1999.

[5] P. Sattari, G. S. P. Castle and K. Adamiak, Numerical simulation of Trichel pulses in a negative corona discharge in air, IEEE Trans. Inf. Technol. Biomed., vol. 47, pp. 1935–1943, Jul. 2011.

[6] A. Iuga, A. Samuila, M. Blajan, R. Beleca, R. Morar, L. Dascalescu. Characterization of wire corona electrodes at various discharge gaps in electrostatic separation processes, vol. 4, 1969, 2004.

[7] R. Tirumala, Y. Li, D.A. Pohlman, D.B. Go, Corona discharges in submillimeter electrode gaps, J Electrostat. vol. 69, pp.36, 2011.

[8] Z. B. Qiu, J. G. Ruan, D. C. Huang, Z. H. Pu, A Prediction Method for Breakdown Voltage of Typical Air Gaps Based on Electric Field Features and Support Vector Machine, IEEE T Dielect El In. vol. 22, pp. 4, 2015.

azat.bilalov99@mail.ru

СИНТЕЗ МИКРОАЛМАЗОВ И ГЕРМАНИЕВЫХ НАНОТРУБОК В АРГОНО-ГЕРМАНИЕВОЙ ДУГЕ

Б. А. Тимеркаев[1*], А. А. Абдуллин[1], Р. М. Сулейманов[1], Р. К. Геворгян[1], Р. Р. Шайхаттаров[1]**

[1]Казанский Национальный Исследовательский Технический Университет им. А.Н. Туполева - КАИ, Казань, Россия

Аннотация: В работе описывается методика синтеза микроалмазов, германиевых наношариков и нанотрубок в аргоно-германиевой дуге. Испарение атомов германия осуществлялось с поверхности графитового стержня, который служил анодом дугового разряда. Синтез микроалмазов наблюдался на графитовых подложках вблизи анода, рядом были также обнаружены германиевые нанотрубки и германиевые наношарики. Установлено, что германий способствует синтезу нано и микроалмазов. Синтезированные алмазы имеют классическую структуру с гранями из прямоугольника и прилегающими к ребрам этого прямоугольника четырех шестигранников. Размеры микроалмазов достигают десятков мкм. Диаметры германиевых нанотрубок имеют порядок 50-100 нм, а длина – порядка 10 мкм.

Германий является полупроводниковым элементом с достаточно низкой запрещенной зоной и поэтому обладает большим потенциалом применения. Германий обладает высокой электронной проводимостью и имеет большой коэффициент поглощения во всем видимом спектре. Это его свойство имеет большую перспективу для изготовления фотоприемников и солнечных батарей. К тому же германий привлекателен и для синтеза полупроводниковых наночастиц, а также как катализатор для синтеза наноалмазов [1-3]. К наноалмазам обычно относят углеродные наноструктуры размером от 1 до 10 нанометров, атомы в которой расположены так же, как и в алмазе. Внешне наноалмазы выглядят как светло серый порошок, состоящий из агломератов размером от одного до сотен микрометров. Наноалмазы сегодня, в основном, получают из природных алмазов физическими методами, путем синтеза при сверхвысоких давлениях и температурах, химического осаждения углеродосодержащего пара при высоких температурах и давлениях, детонационного синтеза и путем облучения углеродсодержащего материала пучками электронов и ионами аргона.

В последние годы были освещены различные подходы к синтезу наноструктурированного Ge, такие как лазерная абляция, химическое восстановление и гидротермальный процесс. В работах [1-3] германий служил в качестве катализатора при плазмохимическом синтезе наноалмазов. В работах [4-5] был осуществлен синтез германиевых нанотрубок в аргоновой дуге. В работах [6-7] был осуществлен синтез углеродных наноструктур из жидких углеводородов в утопленной дуге. В работах [8-9] изучен процесс синтеза кремниевых нанотрубок в аргоной дуге. В данной работе мы продолжили изучение процесса синтеза наношариков и нанотрубок германия, а также нано и микроалмазов в электродуговой плазме.

Эксперимент проводился в вакуумной камере с водоохлаждаемыми стенками. После вакуумирования камера была заполнена аргоном до давления 500 Тор. В качестве электродов были использованы графитовые стержни диаметром 14 мм. Расстоянием между электродами можно было управлять в ходе эксперимента. Графитовый катод был заострен для точной локализации токового пятна на аноде. На аноде было просверлена лунка диаметром 5 мм и глубиной 6 мм. В эту лунку был накрошен германий. Эксперимент проводился при напряжении порядка 24 В и токе 50 А. Эксперимент проводился по следующему сценарию. Путем вращения регулятора опускали графитовый катод до соприкосновения с анодом. После появления дуги установили её длину порядка 3 мм. В первые несколько десятков секунд происходило испарение атомов углерода, и поверхность графитового анода раскалялась, а германий испарялся несущественно. В дальнейшем испарение германия усилилось и началось его интенсивное кипение. Пары атомов германия и углерода осаждались на поверхности графитовой подложки, на поверхности катода, на поверхности анода и на стенках вакуумной камеры. Эксперимент продолжался в течение 2-х минут. Эти отложения были тщательно изучены на оптическом и сканирующем электронном микроскопах. Наблюдение за испарением германия и ростом германиевых отложений осуществлялось через специальное затемненное смотровое окошко.

На Рис.1-4 представлены снимки образцов, синтезированных в ходе эксперимента. На Рис.1 при увеличении 5000 раз мы видим германиевые нанотрубки, германиевые наношарики и наноалмазы. Германиевые нанотрубки и наношарики являются проводниками, и поэтому имеют черный и серый цвета, в то время как диэлектрические наноалмазы имеют белый цвет. Германиевые нанотрубки имеют длину порядка 2-4 мкм и диаметр порядка 50 нм. Главным отличием этих нанотрубок от ранее

синтезированных является тот факт, что они выросли, как бы, на наноалмазах. Размеры наноалмазов на этом снимке порядка 800-900 нм и они представляют подобие «ручки» для этих нанотрубок. Тем самым, наличие таких держателей, «крепежей» позволит использовать такие нанотрубки во многих приложениях, где потребуется иметь дело с отдельными нанотрубками. Данные нанотрубки обладают большой механической прочностью. Германиевые наношарики на этом снимке имеют размеры от 1 мкм до 100 нм.

На рис. 2 при таком же увеличении представлены германиевые наношарики и наноалмазы. Размеры наношариков здесь достигают в диаметре до 4 мкм. Основная масса наношариков имеют размеры порядка 100-200 нм. Некоторые наношарики связаны друг с другом нанотрубками наподобие гантелей. То, что эти нанотрубки не сломались, свидетельствует об их исключительной прочности.

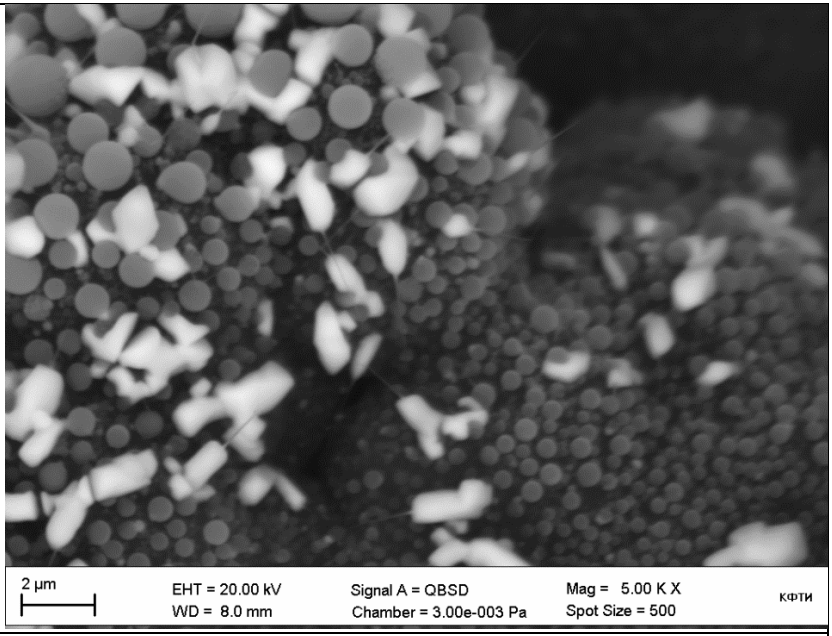


Рис.1 Наноалмазы, германиевые нанотрубки и наношарики. Увеличение в 5000 раз

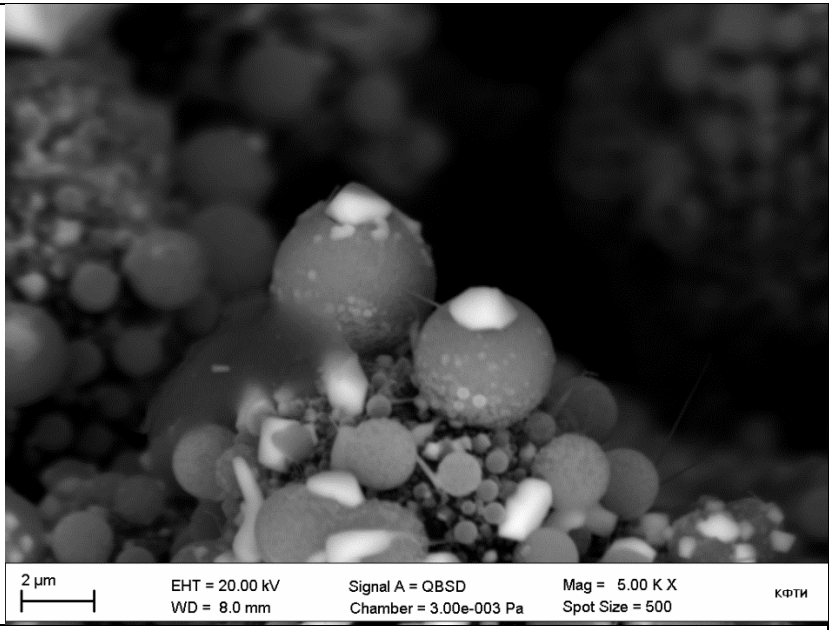


Рис. 2 Германиевые наношарики и нанотрубки

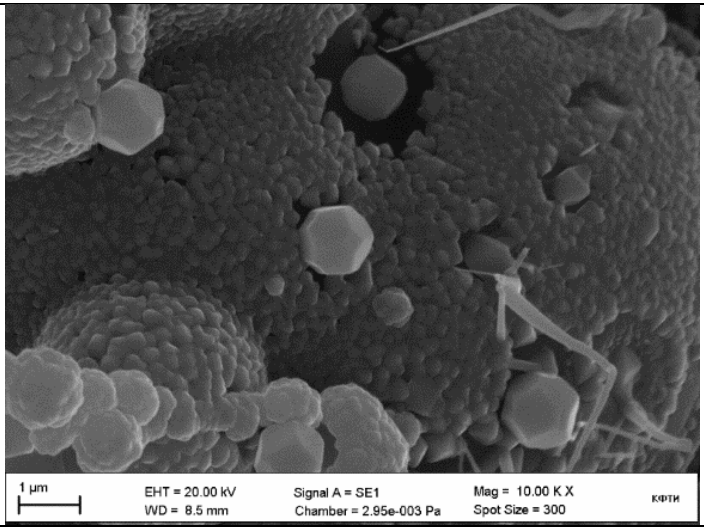


Рис. 3 Микроалмазы и наноалмазы.

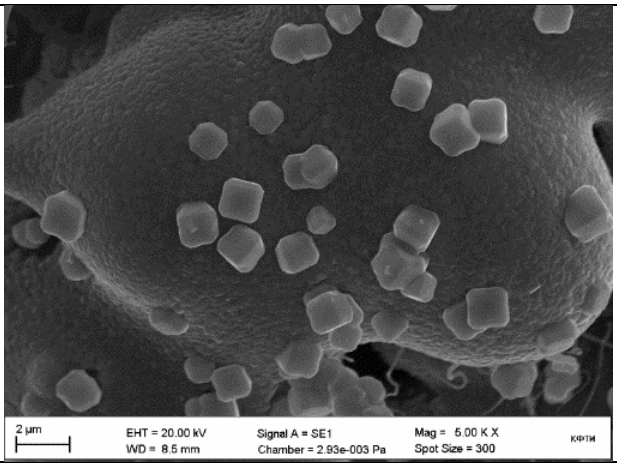


Рис.4 Наноалмазы другой геометрии с этого же образца.

На рис. 3 и рис. 4 представлены синтезированные алмазы микроскопических размеров. На Рис. 3 алмазы имеют правильную геометрическую форму: к одной грани в форме квадрата примыкают 4 грани четырех правильных шестигранников. Такой комплект граней образовывает верхнюю шапку кристалла. Средний пояс состоит из четырех шестигранников, чередующихся с четырьмя квадратиками. Таким образом, средний пояс состоит из восьми граней. С нижней стороны кристалл заканчивается такой же шапкой, что и верхняя шапка. В кристалле алмаза оказываются 18 граней, 6 из которых квадраты и 12 – шестигранники. Размеры всех алмазов, представленных на рисунке строго одинаковые. Их сечение порядка 1,5 мкм. Алмазы окружены другими наноструктурами. По-видимому, углеродными, так как вблизи наноалмазов образовался дефицит этих образований.

На Рис.4 представлены наноалмазы другой геометрии. У них квадратики на вершинах намного меньше, чем в предыдущем рисунке и в среднем составляют порядка 0,7 мкм. Боковые шестигранники также имеют неправильные формы. Эти и другие алмазы на свету играют своими гранями.

Резюме. Таким образом, в работе в аргоново-германиевой дуге просинтезированы германиевые нанотрубки и алмазы микроскопических размеров. Алмазы имеют 18 граней, 6 из которых - квадраты и 12 - шестигранники. Размеры всех алмазов, представленных на рисунке строго

одинаковые. Их сечение порядка 1,5 мкм. Германиевые нанотрубки имеют длину порядка 2-4 мкм и диаметр порядка 50 нм. Эти нанотрубки выросли, как бы, на наноалмазах. Размеры наноалмазов на этом снимке порядка 800-900 нм и они представляют подобие «ручек» для этих нанотрубок. Тем самым, наличие таких держателей, «крепежей» позволит использовать такие нанотрубки во многих приложениях, где потребуется иметь дело с отдельными нанотрубками.

Литература:

[1] Palyanov Yu.N., Kupriyanov I.N., Khokhryakov A.F., Ralchenko V.G. // Handbook of Crystal Growth (Second Edition). 2015. V. 2a. P. 1418.

[2] Palyanov Yu.N., Kupriyanov I.N., Borzdov Yu.M., Surovtsev N.V. // Scientific Reports. 2015. V. 5. P. 14789.

[3] Timerkaev B.A., AA Kaleeva, DB Timerkaeva, AI Saifutdinov Germanium Catalyst for Plasma-Chemical Synthesis of Diamonds. High Energy Chemistry 53 (5), 390-395. 2019.

[4] Timerkaev B.A., B R Shakirov, O A Petrova and V S Feltsinger. Electric arc synthesis of germanium nanotubes Journal of Physics: Conf. Series 1328 (2019) 012081.IOP Publishing doi:10.1088/1742-6596/1328/1/012081

[5] BA Timerkaev, AA Kaleeva, DB Timerkaeva, A.I. Saifutdinov. Synthesizing Germanium Nanotubes in an Electric Arc Plasma. - Russian Journal of Physical Chemistry A, 2020/3. 613-617

[6] Timerkaev B.A., BR Shakirov, DB Timerkaeva. Creation of Silicon Nanostructures in Electric Arc Discharge High Energy Chemistry 53 (2), 162-166. 2019

[7] BA Timerkaev, VS Feltsinger, BR Shakirov. Synthesis of silicon nanowires in electric arc argon plasma. - Journal of Physics: Conference Series, 2020. 1588. 012057

[8] Timerkaev B.A., GR Ganieva, AA Kaleeva, ZK Israfilov, AO Sofronitskii. Growing of Carbon Nanotubes from Hydrocarbons in an Arc Plasma. . Journal of Engineering Physics and Thermophysics, 92(5), 1248-1252, 2019. DOI 0.1007/s10891-019-02040-3

[9] Timerkaev B.A., G R Ganieva. Synthesis of carbon nanotubes in arc plasma from liquid hydrocarbons Journal of Physics: Conf. Series 1328 (2019) 012021 doi:10.1088/1742-6596/1328/1/012021

btimerkaev@gmail.com*
albertabdullin99@mail.ru**

УПРАВЛЕНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ ВНУТРЕННИХ ХАРАКТЕРИСТИК РАЗРЯДА С ПОМОЩЬЮ СВЕРХЗВУКОВОЙ ПРОКАЧКИ ГАЗА

Б.А. Тимеркаев[1*], О.А. Петрова[1], Р.С. Шамсутдинов[2***], А.И. Сайфутдинов[1****]**

[1]ФГБОУ ВО «Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н.Туполева-КАИ», Казань, Россия

[2]Альметьевский филиал ФГБОУ ВО «Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н.Туполева-КАИ», Альметьевск, Россия

Аннотация. В работе выполнены теоретические исследования распределения параметров тлеющего разряда в сверхзвуковом потоке газа азота между центральным телом сопла и кольцевым электродом вокруг центрального тела. Получены распределения концентраций заряженных частиц, потенциала и напряженности электрического поля. Продемонстрирована возможность уплотнения или растяжения прикатодных зон. В случае организации сверхзвукового потока газа вблизи центрального тела-анода все приэлектродные зоны оказываются прижатыми к аноду. При этом катод находится в области пониженных давлений. Подобный способ организации разряда может найти применение в процессах нанесения функциональных покрытий.

Тлеющий разряд является самоорганизующимся разрядом в том смысле, что после возникновения разряда в межэлектродном промежутке устанавливается специфическое распределение его параметров, таких как потенциал и напряженность электрического поля, концентрация заряженных частиц, картина свечения, которое соответствует принципу наименьшего действия. Повлиять на данное распределение практически невозможно.

Актуальность поиска способов управления распределением внутренних параметров разряда диктуется практическими приложениями тлеющего разряда. Одним из востребованных направлений применения тлеющего разряда является нанесение защитных, функциональных, антикоррозионных покрытий, при котором выбитые ионами разрядного газа атомы катода осаждаются на подложке. Процесс этот не быстрый, но качество покрытия при соблюдении соответствующих условий может быть близким к идеальному. Одно из необходимых условий для обеспечения

качественного покрытия – сильное разрежение рабочего газа, при котором выбитый из катода атом может долететь до подложки без столкновения с другими. С другой стороны, для существования тлеющего разряда необходимо наличие хотя бы пяти ионизующих столкновений электронов в прикатодной области. В этом случае будет выполняться условие самоподдержания разряда: созданные одним первичным электроном в катодном слое ионы при падении на катод должны обеспечить выход не менее одного электрона.

Таким образом, с одной стороны, для получения качественных покрытий требуется низкое давление рабочего газа, с другой стороны, при таком низком давлении тлеющий разряд трудно инициировать и поддерживать. Одним из решений данной проблемы является применение магнитного поля в прикатодной области. Действие силы Лоренца увеличивает время пребывания электрона вблизи катода и, соответственно, число столкновений электронов с атомами газа в прикатодной области, в результате чего выполняется главное условие поддержания тлеющего разряда.

Альтернативным методом решения проблемы является создание в межэлектродном промежутке областей с разными значениями концентраций нейтральных частиц. Как было показано в работах [1-8], организация сверхзвукового потока газа в ограниченной области межэлектродного промежутка позволяет управлять распределением параметров разряда между катодом и анодом. Прокачка газа со сверхзвуковой скоростью позволяет создавать области с разными значениями концентраций газа в межэлектродном пространстве и таким способом изменять распределения концентраций электронов и ионов, а также потенциала и напряженности электрического поля. В работе [8] для этой цели был использован осесимметричный сверхзвуковой поток, созданный осесимметричным сверхзвуковым соплом с центральным телом. В качестве одного из электродов служило центральное тело, полностью погруженное в сверхзвуковой поток, а вторым электродом служило осесимметричное с первым электродом кольцо, которое было вынесено за пределы сверхзвукового потока газа. При этом в межэлектродном пространстве создается неоднородная плотность газа.

Целью данной работы является численное моделирование распределения параметров тлеющего разряда со сверхзвуковой прокачкой газа вблизи центрального электрода при различных давлениях и токах разряда. В качестве исходного распределения концентрации частиц газа приняты результаты расчетов, выполненных в [8].

Описание модели

Система уравнений для плазмы тлеющего разряда записывалась в диффузионно-дрейфовом приближении, это *k* уравнений для концентраций n_k всех сортов рассматриваемых частиц (нейтральных, возбужденных частиц, электронов и ионов):

$$\varepsilon_0 \nabla \mathrm{E} = \rho \ , \tag{1}$$

$$\mathrm{E} = -\nabla \mathrm{V}, \tag{2}$$

$$\frac{\partial n_k}{\partial t} + \nabla \Gamma_k = R_k \ , \tag{3}$$

$$\Gamma_{e,i} = Z_{e,i}\mu_{e,i}\, n_{ke,i}\mathrm{E} - D_{e,i}\nabla n_{e,i} \ , \tag{4}$$

$$\Gamma_n = -n\nabla n_n \ , \tag{5}$$

$$\frac{\partial n_\varepsilon}{\partial t} + \Delta\, \Gamma_\varepsilon = R_\varepsilon \ , \tag{6}$$

$$\Gamma_\varepsilon = -\mu_\varepsilon\ n_\varepsilon \mathrm{E}\ - D_\varepsilon \nabla n_\varepsilon \ , \tag{7}$$

Здесь ε_0 – электрическая постоянная, E – напряженность электрического поля, которая определяется с помощью уравнения Пуассона (2) для потенциала *V*, $\rho = \sum_k Z_k n_k - n_e$, Z_k- заряд частицы сорта k, n_k – концентрация частиц, Γ_k - поток концентраций частиц сорта *k* (*k*= *e, i, n* для заряженных, возбужденных и нейтральных частиц), Γ_ε- поток плотности энергии электронов, μ_e, μ_i и D_e, D_i - подвижности и коэффициенты диффузии электронов и ионов, $\mu_\varepsilon = \frac{5}{3}\mu_e$ - "энергетическая" подвижность и $D_\varepsilon = \frac{5}{3}D_e$ - коэффициент энергетической диффузии, $\mu_e = \frac{e}{m}\frac{1}{\mathrm{v}_d}$, $\mathrm{v}_d = k\, n(N_2)$ – дрейфовая скорость, k - константа упругих столкновений, $n(N_2)$ - концентрация нейтральных молекул N_2 , $D_e = \mu_e \frac{k_B T}{q}$, *q* – заряд электрона, k_B- постоянная Больцмана, *T* – температура, $n_\varepsilon = n_e \bar{\varepsilon}$- плотность энергии электронов, $\bar{\varepsilon} = \frac{3}{2}T$ - средняя энергия электрона, $T_e = \frac{2}{3}\ \bar{\varepsilon}$– температура электронов (понимается как 2/3 средней энергии всего ансамбля), *n* – единичный вектор, направленный в сторону анода. R_e- скорость рождения и уничтожения частиц в реакциях, R_ε – потери энергии электронов из-за неупругих столкновений, которые определяются плазмохимическими реакциями. Если в плазме происходит *M* реакций, в результате которых уменьшается или увеличивается плотность электронов и *P* неупругих столкновений электронов с нейтральными частицами, то величину R_e можно вычислить из уравнения

$$R_e = \sum_{j=1}^{M} R_j = \sum_{j=1}^{M} x_j\ k_j N_n n_e \ , \tag{8}$$

где R_j - скорость реакции *j*, x_j- молярная доля частиц-мишеней для реакции *j*, k_j – константа скорости реакции соответствующего неупругого процесса с участием электрона, N_n- общая плотность нейтральный частиц (концентрация молекул N_2). Потери энергии R_ε из-за неупругих

столкновений электронов и тяжелых частиц плазмы вычисляются суммированием потерь энергии при столкновениях для всех реакций:

$$R_\varepsilon = \sum_{j=1}^{P} x_j\ k_j N_n n_e \Delta\varepsilon_j = \sum_{j=1}^{P} \Delta\varepsilon_j R_j \qquad (9)$$

где $\Delta\varepsilon_j$- потери (или приобретение, если $\Delta\varepsilon_j$ <0) энергии в реакции *j*.

Расчеты проводились для азота, использовалось 73 плазмохимические реакции из работ [9-11].

Граничные условия

Для уравнения Пуассона считалось, что анод заземлен: *Va =0*, на катоде *Vc*=-V0 , где $V_0 = V_{00} - IR_b$, здесь V_{00}- напряжение на источнике, R_b- балластное сопротивление, $I = \int_S j\,ndS$ - сила тока в цепи, j плотность тока.

Для металлических электродов граничные условия для потока электронов Γ_e, для плотности потока энергии электронов Γ_ε , для ионов Γ_i , а также возбужденных и нейтральных частиц плазмы имеют вид:

$$n\,\Gamma_e\,\Big|_{x=0,L} = \frac{1}{4} v_{t,e} n_e - (1-\alpha)\sum_{i=1}^{N} \gamma\,\Gamma_i n\ , \qquad (10)$$

$$n\Gamma_\varepsilon\,\Big|_{x=0,L} = \frac{1}{4} v_{t,e} n_e 2k_B T_e - (1-\alpha)\sum_{i=1}^{N} \gamma\,\Gamma_i n\ , \qquad (11)$$

$$n\,\Gamma_i\,\Big|_{x=0,L} = \frac{1}{4} v_{t,i} n_e + \alpha\,\mu_i n_i E n\ , \qquad (12)$$

$$n\,\Gamma_n\,\Big|_{x=0,L} = \frac{1}{4} v_{t,n} n_e\ , \qquad (13)$$

где $v_{t,e}, v_{t,i}, v_{t,n}$ средние тепловые скорости электронов, ионов, возбужденных и нейтральных частиц плазмы газа, $\gamma = 0.2$ – коэффициент вторичной эмиссии электронов с катода, α=1 на аноде, *α=0* на катоде.

Средняя энергия эмитированного электрона в результате удара *k*-го сорта частиц:

$$\bar{\varepsilon} = \Delta\varepsilon - 2W_f, \qquad (14)$$

$\Delta\varepsilon$ =15.6 эВ –энергия ионизации иона N_2 , W_f- энергия Ферми.

Результаты расчетов

Система уравнений (1)-(7) решалась с граничными условиями (10)-(13) в геометрии 1D с аксиальной симметрией. Радиус катода 1.5 mm, радиус анода 25 mm (рис.1).

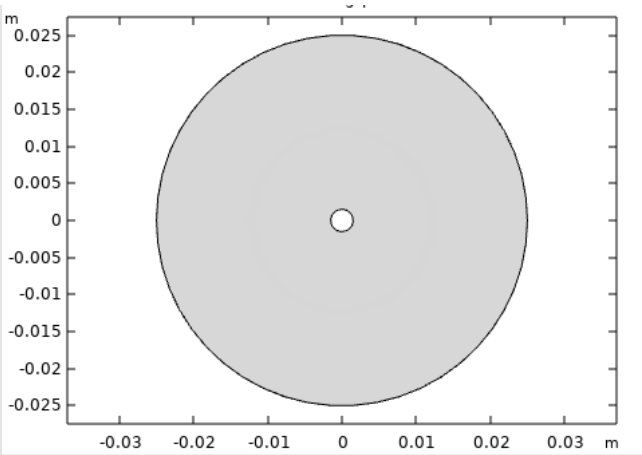


Рисунок 1. Геометрия 1D с аксиальной симметрией

На рис.2 представлено распределение концентраций частиц в зависимости от расстояния от центра катода при неизменной концентрации частиц газа, соответствующей давлению *p0*=5 Торр, напряжении источника питания 1000 В, балластном сопротивления *Rb*=100 кОм.

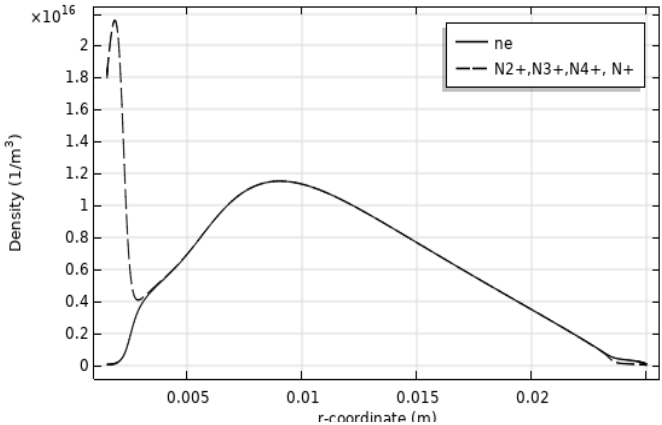


Рисунок 2. Распределение концентраций электронов и положительных ионов в межэлектродном пространстве для постоянной концентрации нейтральных частиц

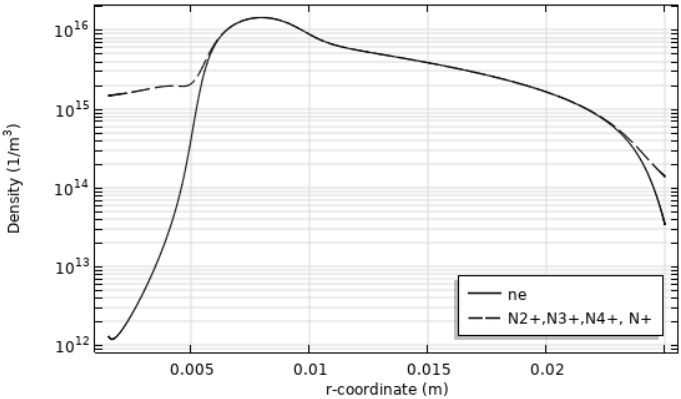


Рисунок 3. Распределение концентраций электронов и положительных ионов в межэлектродном пространстве для случая, когда вблизи катода-центрального тела организована сверхзвуковая прокачка газа, которая привела повышению концентрации частиц газа в 9 раз

Это классическое распределение концентраций электронов и ионов в межэлектродном промежутке, соответствующее осесимметричной геометрии расположения электродов. Отчетливо просматриваются области Астонова темного пространства, катодного свечения, катодного темного пространства, отрицательного свечения, Фарадеева темного пространства, положительного столба и области анодного падения потенциала.

При понижении давления до 0,05 Торр при тех же *V0*=1000 В и *Rb*=100 кОм разряд отсутствует. При наличии сверхзвукового потока газа вблизи катода-центрального тела появляется дополнительная концентрация нейтральных молекул азота. На рис.3 приведены распределения концентрации ионов и электронов для случая, когда центральный электрод является катодом и область повышенной концентрации молекул азота расположена около него на расстоянии до 10 mm. Концентрация нейтральных частиц увеличена по сравнению с остальной областью в 9 раз. Из рисунка следует, что в области повышенной концентрации нейтральных молекул наблюдаются и большие концентрации заряженных частиц. При переходе в область с меньшей концентрацией нейтральных частиц концентрации заряженных частиц также уменьшаются. Но это уменьшение, в основном, связано с цилиндрической симметрией системы электродов. При этом полный ток сохраняется, так как в этой области высокие значения напряженности электрического поля и площадь поперечного сечения области разряда.

На рис.4а и 4б приведены распределения концентраций электронов, положительных ионов и напряженности электрического поля в межэлектродном пространстве для случая, когда центральный электрод является анодом, и область повышенной концентрации молекул азота расположена около него также на расстоянии 10 mm ($n=9n_0$).

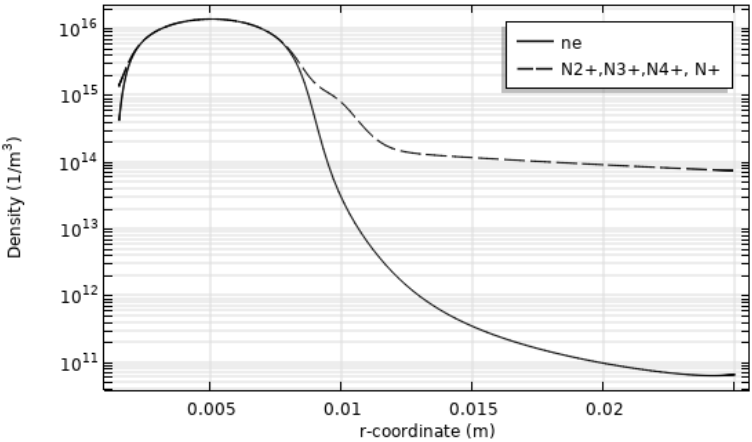


Рисунок 4. а) Распределение концентраций электронов и положительных ионов в межэлектродном пространстве

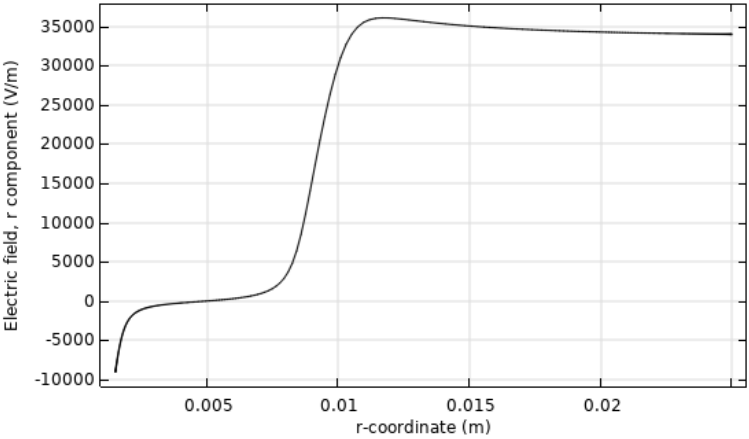


Рисунок 4. б) Распределение напряженности электрического поля

Как и ожидалось, такое расположение электродов и организация сверхзвукового потока газа привело к смещению всех приэлектродных зон

к аноду. В области пониженной концентрации электронов практически нет ионизационных процессов. В этой области крайне мала вероятность столкновения электронов с нейтральными молекулами. Поэтому вышедшие из катода электроны пробегают эту область свободно, набирают энергию, и, попадая в область с повышенной концентрацией частиц газа, интенсивно ионизуют молекулы газа. Концентрация как электронов, так и ионов растет. Ионы вытягиваются из этой области приложенным электрическим полем и так же, как и электроны, долетают до катода, не уменьшая свою концентрацию. Рекомбинация этих ионов на катоде приводит к появлению новых электронов.

Как видно из рис.4б, распределение электрического поля также имеет специфический характер. В области малых концентраций частиц газа поле высокое, что способствует быстрому набору электронами энергии, достаточной для многократной ионизации молекул электронным ударом.

Выводы. Как видно из вышеприведенного анализа, повышение концентрации молекул азота в различных областях межэлектродного пространства тлеющего разряда существенно влияет на характер разряда. Особый интерес представляет разряд с организацией повышенной концентрации частиц газа вблизи центрального тела-анода. В этом случае прикатодная область становится бесстолкновительной и данный вид разряда может найти эффективное применение в процессах нанесения покрытий путем катодного распыления без магнетронного эффекта. Предложенный способ позволяет управлять параметрами тлеющего разряда.

Литература:

[1] B.A. Timerkaev, B.R. Zalyaliev. Glow Discharge in a Transverse Supersonic Gas Flow at Low Pressures. High Temperature, 2014, Vol. 52, No. 4, pp. 471–474. Б.А. Тимеркаев, Б.Р. Залялиев. // Теплофизика высоких температур. 2014. Том 52, № 4, с. 489-493.

[2] B.A. Timerkaev, SaifutdinovA.I., B.R. Zalyaliev Control of the Glow Discharge Parameters at Low Pressures by Means of a Transverse Supersonic Gas Flow High Temperature, 2016, Vol. 54, No. 5, pp. 632–638. Original Russian Text © A.I2016, published in Teplofizika Vysokikh Temperatur, 2016, Vol. 54, No. 5, pp. 669–675.

[3] B.A. Timerkaev, B.R. Zalyaliev. Possibilities of control of the characteristics of a discharge by the organization supersonic gas flow Journal of Physics: Conf. Series (2017).

[4] B.A. Timerkaev, B.R. Zalyaliev, A I Saifutdinov Glow Discharge Characteristics in Transverse Supersonic Air Flow. Journal of Physics: Conference Series 567 (2014) 012032. стр.1-5 IOP Publishing London.

[5] B.A. Timerkaev, B.R. Zalyaliev, A I Saifutdinov. Control of glow discharge parameters using transverse supersonic gas flow - numerical experiment Journal of Physics: Conference Series 567 (2014) 012031. 1-6 IOP Publishing London.
[6] Б.А. Тимеркаев, Р.С. Шамсутдинов, Д.И. Исрафилов, Б.Р. Шакиров. Тлеющий разряд в продольном сверхзвуковом потоке. Прикладная физика, 2019, №6, 34 – 41.
[7] R.S. Shamsutdinov, B.A. Timerkaev. The influence of a supersonic flow of gas at glow discharge. Journal of Physics: Conference Series 1870 (2021) 012019 doi:10.1088/1742-6596/1870/1/012019.
[8] Р.С. Шамсутдинов, О.А. Петрова, А.И. Сайфутдинов, Б.А. Тимеркаев. Тлеющий разряд в сверхзвуковом осесимметричном потоке газа. Вестник КГТУ, №2, 2021г. С.21-25.
[9] I. Rafatov, C. Yesil. Transition from homogeneous stationary to oscillating state in planar gas discharge–semiconductor system in nitrogen: Effect of fluid modelling approach. Phys.Plasmas 25, 082107 (2018).
[10] Yu. Lebedev, A.V. Tatarinov. I.L.Epsten. Modeling of the electron microwave discharge in nitrogen. Plasma Sources Sci. Technol. 16 (2007) 726–733.
[11] Yu. Akishev, M. Grushin, V. Karalnik, A. Petryakov and N. Trushkin. On basic processes sustaining constricted glow discharge in longitudinal N2 flow at atmospheric pressure. J. Phys. D: Appl. Phys. 43 (2010) 215202 (18pp).

* btimerkaev@gmail.com
** oapetrova@mail.ru
***shamsutdinovrustam@yandex.ru
**** as.uav@bk.ru

ПРОСТРАНСТВЕННАЯ СТРУКТУРА ГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК В ТЛЕЮЩЕМ РАЗРЯДЕ СО СВЕРХЗВУКОВЫМ ОСЕСИММЕТРИЧНЫМ ПОТОКОМ ГАЗА

Б.А. Тимеркаев[1*], О.А. Петрова[1], Р.С. Шамсутдинов[2***], А.И. Сайфутдинов[1****]**

[1]ФГБОУ ВО «Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н.Туполева-КАИ», Казань, Россия

[2]Альметьевский филиал ФГБОУ ВО «Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н.Туполева-КАИ», Альметьевск, Россия

Аннотация. В работе представлены результаты теоретических расчетов газодинамических параметров сверхзвукового потока в осесимметричном сопле Лаваля для случая, когда вынесенная из сопла центральное тело служит одним из электродов тлеющего разряда. Показано, что наличие сверхзвукового потока позволяет установить стационарную неоднородную плотность частиц газа между катодом и анодом тлеющего разряда. Плотность частиц газа вблизи катода и анода может отличаться в десятки раз. Приведены результаты исследования картины свечения разряда со сверхзвуковым потоком газа. Выявлена зависимость характеристик тлеющего разряда от распределения неоднородной плотности газа в межэлектродной области. Этот эффект открывает новые возможности для применения разрядов со сверхзвуковым потоком газа для нанесения нанопокрытий и синтеза наноструктур.
Ключевые слова: тлеющий разряд, сверхзвуковой поток газа, сопло Лаваля, центральное тело, конфузор.

На сегодняшний день тлеющий разряд широко применяется в газоразрядных трубках в качестве источника света, при нанесении защитных, декоративных, функциональных покрытий, в лазерах, текстильной, строительной, военной промышленностях, в медицине и других сферах деятельности человечества. Каждое новое применение тлеющего разряда сопряжено новыми специфическими особенностями. Для использования в качестве источника света – это большой КПД и долгий срок службы, в лазерах – это большие мощности, в медицине – небольшие напряжения. При нанесении функциональных поверхностей требуется сильное разрежение рабочего газа в газоразрядной камере.

При этом необходимо обеспечить условие, когда выбитый из катода атом долетает до подложки, не испытав ни одного столкновения. С другой стороны, должно быть обеспечено достаточное количество ионизующих столкновений электронов в прикатодной области. Обычно эта проблема решается путем применения магнетронного эффекта, когда действующая на электрон сила Лоренца удерживает его в прикатодной области, увеличивая вероятность ионизующих столкновений электронов в данной области.

Однако существуют и другие пути решения данной проблемы. Одним из таковых является организация сверхзвуковой прокачки газа в области тлеющего разряда. Данный способ был разработан и исследован в работах [1-8]. Организация сверхзвуковой прокачки газа позволила сформировать области с различным значением концентрации нейтральных частиц в газоразрядной камере, что в свою очередь привело к различному пространственному распределению электрофизических характеристик тлеющего разряда.

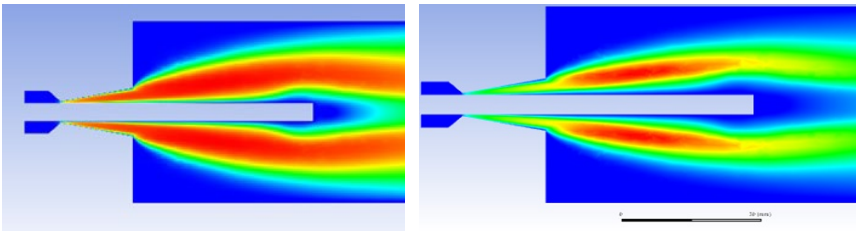
В данной же работе исследование тлеющего разряда в сверхзвуковом потоке газа получило дальнейшее развитие. Основная трудность организации взаимодействия тлеющего разряда со сверхзвуковым потоком газа заключается в том, что разряд стремится огибать сверхзвуковую струю. В отличие от ранее рассмотренных способов организации прокачки газа, в данной работе предлагается погрузить один из электродов в сверхзвуковой поток так, чтобы он был полностью им окружен. А другой электрод выполнить в виде кольца вокруг первого. При этом сверхзвуковой поток газа позволит создать неоднородную плотность на промежутке тлеющего разряда от катода до анода без возможности огибания разрядом потока газа.

Теоретическое представление

Перед проведением эксперимента по изучения влияния сверхзвукового потока газа на пространственное распределение зон тлеющего разряда, было проведено численное моделирование истечения газа через сопло Лаваля с центральным телом в пакете программ Ansys. Моделирование позволило получить теоретическое представление картины свечения, а также распределения плотности газа, скорости потока и температуры газа, а также числа Маха в разрядной камере.

В расчетах применялась модель идеального газа. Решалась система уравнений Навье-Стокса совместно с уравнением баланса энергии. В качестве параметров сопла Лаваля с центральным телом были взяты параметры сопла, которое предполагалось использовать в экспериментах.

На рис. 1 представлены результаты расчетов распределений скорости потока газа (рис. 1а) и чисел Маха (рис. 1б) в бесконечном осесимметричном пространстве при давлении на входе 760 Тор и начальном давлении на выходе 10 Тор. В ядре сверхзвукового потока скорость истечения достигает до 2 М. Так же хорошо заметны границы сверхзвукового потока газа. Вблизи центрального тела имеется приграничная область, где сверхзвуковой поток отсутствует.



а) распределение скорости потока газа

б) распределение чисел Маха

Рисунок 1. Результаты моделирования истечения потока газа в программе Ansys

На рис. 2 представлены графики зависимости скорости потока и температуры газа от расстояния с поверхности цилиндрического центрального тела в плоскости, проходящем через плоскость анода на расстоянии 10 мм от выходного среза сопла. Поверхность цилиндрического центрального тела-катода соответствует координате 1.5 мм.

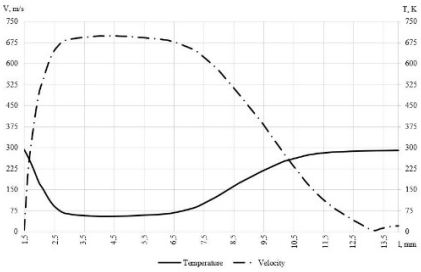


Рисунок 2. Распределения скорости потока газа и температуры в радиальном направлении в плоскости электродов.

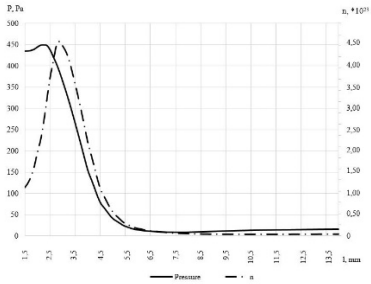


Рисунок 3. Распределение концентрации частиц потока и давления на срезе в плоскости анода

На поверхности катода было поставлено граничное условие прилипания, поэтому скорость потока вблизи поверхности катода падает до нуля. Звуковая скорость достигается на расстоянии от катода равном ~0.25 мм. Ядро сверхзвукового потока приходится на расстояния от 1 мм до 6 мм от поверхности катода. Скорость потока в этой области достигает значений более 2 Махов.

На рис.3 приведены распределения концентрации частиц и давления газа на этом же сечении.

Согласно расчетам, проведенным в программе Ansys, видно, что поток газа, сформированный соплом Лаваля, позволяет создать в межэлектродном пространстве неоднородное распределение частиц газа. В частности, в ядре потока газа концентрация частиц больше порядка пятидесяти раз, чем в остальном участке потока. Подобное распределение концентрации частиц должно привести к сжатию прикатодных областей. В связи с этим кольцевой электрод проще расположить в более разреженной области разрядной камеры. Если в разреженной зоне будет находиться катод, то все приэлектродные области должны будут сместиться в зону со сверхзвуковым потоком газа вблизи анода.

Экспериментальная установка

Экспериментальная установка (рис. 4) включала в себя систему вакуумирования, систему подачи газа, систему электрического питания, а также измерительные приборы и газоразрядную камеру.

Рисунок 4. Схема экспериментальной установки

Газоразрядная камера представляет собой вакуумный купол, в который подведены шланги для откачки и подачи воздуха, а также два электрических провода для подключения катода и анода. Под куполом осесимметрично располагаются сопло Лаваля с центральным телом,

которое служит в качестве одного из электродов вокруг которого располагается второй кольцевой электрод, и конфузор (рис. 5).

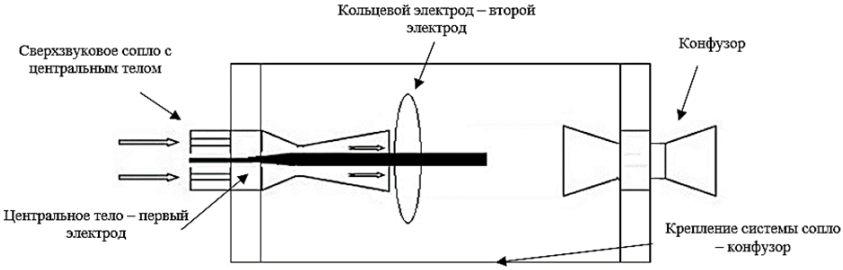
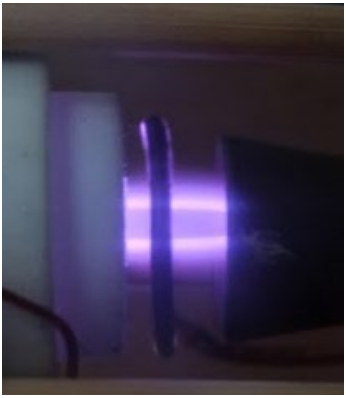


Рисунок 5. Разрядное устройство со сверхзвуковым потоком газа

Диаметр сопла в критическом сечении d_1 = 3,5 мм, а в выходном сечении D_1 = 8 мм, диаметр цилиндрического центрального тела на всем протяжении равен d_2 = 3 мм, площадь критического сечения S_1 = 2.6 мм^2, площадь выходного сечения S_2 = 50,3 мм^2. Длина диффузора сопла составляет l_1 = 12 мм, при этом центральное тело выступает за сопло на расстояние l_2 = 30 мм. На расстоянии l_3 = 10 мм от выходного сечения сопла осесимметрично центральному телу располагается кольцевой электрод диаметром d_3 = 14 мм.

Эксперимент

Сначала зажигался разряд в камере, при этом в случае отсутствия потока газа наблюдались приэлектродные зоны, а также Фарадеево темное пространство (рис. 6а, центральное тело - катод). Далее при подаче потока газа и формировании сверхзвукового потока приэлектродные области прижимались к центральному телу (катоду). Наряду с этим происходило увеличение Фарадеева темного пространства, а положительный стол практически отсутствовал (рис. 6б).



а) Разряд в покоящемся газе

б) Разряд в сверхзвуковом потоке газа. Скорость потока направлена слева направо

Рисунок 6. Картина свечения разряда. U=500 В, I=50 mA

Подобное свечение возможно при условии, что вблизи катода формируется область с высоким содержанием частиц, инжектируемых соплом Лаваля со сверхзвуковым потоком газа. На срезе, проходящем через оба электрода область с увеличенной концентрацией частиц газа, занимает около 3 мм. В то же время область со сверхзвуковой скоростью потока простирается до 7 мм с поверхности от центрального электрода. В результате проведенного эксперимента установлено, что экспериментальные исследования хорошо согласуются с результатами расчета тлеющего разряда и с картинами свечения разряда для случая, когда центральное тело является катодом.

Выводы

В работе проведены теоретические и экспериментальные исследования возможности управления структурой и параметрами тлеющего разряда в сверхзвуковом потоке газа между центральным телом сопла и кольцевым электродом вокруг центрального тела. Данный эксперимент отличен от предыдущих исследований тем, что подобное взаиморасположение электродов по отношению друг к другу исключают возможности огибания разрядом потока газа. За счет сверхзвуковой прокачки газа через область тлеющего разряда удалось сузить приэлектродные области разряда. По мере увеличения тока разряда происходит увеличение положительного столба за пределами области со сверхзвуковой прокачкой газа. Подобный

способ организации разряда может найти применение в процессах нанесения функциональных покрытий.

Литература:

[1] B.A. Timerkaev, B.R. Zalyaliev. Glow Discharge in a Transverse Supersonic Gas Flow at Low Pressures. High Temperature, 2014, Vol. 52, No. 4, pp. 471–474. Б.А. Тимеркаев, Б.Р. Залялиев. // Теплофизика высоких температур. 2014. Том 52, № 4, с. 489-493.

[2] B.A. Timerkaev, SaifutdinovA.I., B.R. Zalyaliev Control of the Glow Discharge Parameters at Low Pressures by Means of a Transverse Supersonic Gas Flow High Temperature, 2016, Vol. 54, No. 5, pp. 632–638. Original Russian Text © A.I2016, published in Teplofizika Vysokikh Temperatur, 2016, Vol. 54, No. 5, pp. 669–675.

[3] B.A. Timerkaev, B.R. Zalyaliev. Possibilities of control of the characteristics of a discharge by the organization supersonic gas flow Journal of Physics: Conf. Series (2017).

[4] B.A. Timerkaev, B.R. Zalyaliev, A I Saifutdinov Glow Discharge Characteristics in Transverse Supersonic Air Flow. Journal of Physics: Conference Series 567 (2014) 012032. стр.1-5 IOP Publishing London.

[5] B.A. Timerkaev, B.R. Zalyaliev, A I Saifutdinov. Control of glow discharge parameters using transverse supersonic gas flow - numerical experiment Journal of Physics: Conference Series 567 (2014) 012031. 1-6 IOP Publishing London.

[6] Timerkaev, B.A., Shamsutdinov, R.S., Israfilov, D.I., Shakirov, B.R. Glow discharge in a longitudinal supersonic flow. Applied Physics, 2019, (6), стр. 34–41. Б.А. Тимеркаев, Р.С. Шамсутдинов, Д.И. Исрафилов, Б.Р. Шакиров. Тлеющий разряд в продольном сверхзвуковом потоке. Прикладная физика, 2019, №6, 34 – 41.

[7] R.S. Shamsutdinov, B.A. Timerkaev. The influence of a supersonic flow of gas at glow discharge. Journal of Physics: Conference Series 1870 (2021) 012019 doi:10.1088/1742-6596/1870/1/012019.

[8] Р.С. Шамсутдинов, О.А. Петрова, А.И. Сайфутдинов, Б.А. Тимеркаев. Тлеющий разряд в сверхзвуковом осесимметричном потоке газа. Вестник КГТУ, №2, 2021г. С.21-25.

* btimerkaev@gmail.com
** oapetrova@mail.ru
***shamsutdinovrustam@yandex.ru
**** as.uav@bk.ru

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУР ТРИС-БИПИРИДИНОВЫХ КОМПЛЕКСОВ РУТЕНИЯ (II) И ОСМИЯ (II) С УЧЕТОМ МУЛЬТИПЛЕТНЫХ СОСТОЯНИЙ

Г. Г. Гарифзянова[1], А. В. Герасимов[1]

[1]Казанский национальный исследовательский технологический университет, Казань, Россия

Изменение фотохимических свойств комплексов рутения (II) с 2,2′-бипиридилом (bpy) наблюдается при введении различных функциональных групп в бипиридильные лиганды. Благодаря этому, возможно использование этих комплексов в качестве фотосенсибилизаторов в солнечных элементах нового поколения [1]. Резонансная романовская спектроскопия с временным разрешением использовалась для понимания природы триплетных возбужденных состояний трис-полипиридильных комплексов рутения (II) [2].

Трис-(2,2'-бипиридин) рутений (II), или $[Ru(bpy)_3]^{2+}$ относится к классу соединений, которые играют важную роль в исследованиях химии фотоиндуцированного переноса электрона, для понимания искусственного фотосинтеза.

Авторы работы [3] выбрали трис(бипиридин) хлорид рутения (II) $[Ru(bpy)_3]Cl_2$ в качестве прототипа для исследования сверхбыстрой динамики комплексов металлов. Сильное поглощение в видимой области, характерное для этой молекулы, они описывают как перенос заряда от металла к лиганду, при котором электрон, находящийся в металлической основе на *d*-орбитали переносится на π^*-орбиталь одного из лигандов (bpy). ИК и Рамановские спектры были получены экспериментально, а также рассчитаны с использованием метода B3LYP и базиса DZVP, который как считают авторы статьи является самым большим базисом, доступным для рутения. Колебательный спектр каждого вида был рассчитан при оптимизированной геометрии комплекса $[Ru(bpy)_3]Cl_2$.

Для комплекса рутения расчетная геометрия хорошо согласуется с данными рентгеновской дифракции [3]. Так, расчетные расстояния связи рутений–лиганд приблизительно на 3% выше экспериментальных значений и расчетные расстояния связи C-C и C-N в большинстве случаев несколько выше. Все вычисленные валентные углы очень близки к экспериментальным значениям. На основании проведенных экспериментальных и теоретических был сделан вывод, что

неравновесные возбужденные состояния могут играть химически значимую роль в фотоиндуцированных превращениях [3].

Сопоставимые результаты могут быть получены с использованием гораздо более компактного эффективного базового набора, такого как LanL2DZ. Расчеты геометрических параметров соединения $PtOs_3(CO)_{12}(PBut_3)$ в работе [4] проводились с использованием метода PBEPBE/LanL2DZ. В работе [5] описан синтез получения осмиевого комплекса, содержащего два бипиридиновых лиганда дикарбоновых кислот, в то время как рутениевый комплекс содержит два незамещенных бипиридиновых вспомогательных лиганда, который был иммобилизован на мезопористую пленку TiO_2 и исследован методом нестационарной абсорбционной спектроскопии. Описан процесс дезактивации при возбуждении светом центра Ru (II) после иммобилизации вышеуказанных диад на TiO_2 и селективного окисления комплекса осмия (II) в осмий (III) [6]. Исследование электрохимических и спектральных свойств данных комплексов показало, что возбужденное состояние рутениевого комплекса сильно тушится и преимущественно распадается за счет передачи энергии на соседний комплекс Os (III) [6].

Все расчеты в данной работе были выполнены при помощи пакета прикладных программ GAUSSIAN 09 [7]. Оптимизированные значения геометрических параметров структуры $[Ru(bpy)_3]C_4H_9$ (рис.1), рассчитанные методом PBEPBE/LanL2DZ были сравнены с экспериментальными данными, представленными в работе [8] для комплекса $[Ru(bpy)_3]Cl_2$.

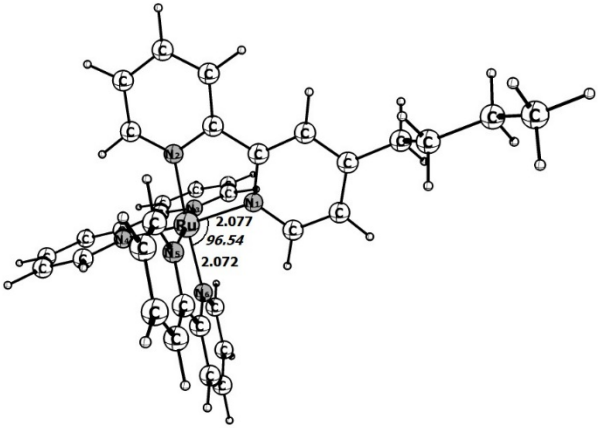


Рисунок 1. Некоторые геометрические параметры структуры $[Ru(bpy)_3]C_4H_9$ (метод PBEPBE/LanL2DZ)

Наличие бутанового мостика приводит к небольшому изменению некоторых параметров, например расчетное значение r(RuN6)=2.072 Å, а в комплексе $[Ru(bpy)_3]Cl_2$ экспериментальное значение r(RuN6) составляет 2.056 Å. От 1.372 Å до 1.391 Å меняется r(NC) в $[Ru(bpy)_3]C_4H_9$, в то же время r(NC) в комплексе $[Ru(bpy)_3]Cl_2$ меняется в интервале 1.351 Å до 1.355. Метод PBEPBE/LanL2DZ в данной работе использовался и для исследования структур трис-бипиридиновых комплексов рутения (II) и осмия (II), связанные ковалентной связью через бутановый мостик (RuHOs). Обсуждены результаты квантово-химических расчетов геометрических параметров структуры комплекса рутения (II) с бутаном и RuHOs. Анализ структуры комплекса RuHOs проведен для двух мультиплетных состояний.

Литература:

[1] U. Bach, Y. Tachibana, J.-E. Moser et al. J. Am. Chem. Soc. 1999. V. 121. P. 7445.
[2] J.S. Gardner, D.P. Strommen, W.S. Szulbinski et al. J. Phys. Chem. A. 2003. V. 107 P. 351-357.
[3] B.D. Alexander, T.J. Dines, R.W. Longhurst Chemical Physics 2008. V. 352. P. 19–27.
[4] Г.Г. Гарифзянова, Г.М. Храпковский Вестник Казанского технологического университета. 2014. №22. С. 34-36.
[5] M. Venturi, F. Marchioni, B.Ferrer Ribera et al. ChemPhysChem 2006. V.7. P. 229–239.
[6] L. Favereau, A. Makhal, D. Provost et al. Phys. Chem. Chem. Phys. 2017. V. 19. P. 4778-4786
[7] Gaussian 09, Revision D.01, M. J. Frisch, G. W. Trucks, H. B. Schlegel et al. Gaussian, Inc., Wallingford CT, 2013.
[8] M. Biner, H.-B. Burgi, A. Ludi et al. J. Am. Chem. Soc. 1992. V. 114. P. 5197.

garifz@kstu.ru

СПОСОБЫ МОДИФИКАЦИИ ПОВЕРХНОСТИ ЗАЭВТЕКТИЧЕСКОГО СИЛУМИНА СУБМИЛЛИСЕКУНДНЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ

К. Т. Ашурова[1], Ю. Ф. Иванов[1], Е. А. Петрикова[1], П. В. Москвин[1], М. С. Воробьёв[1], М. Е. Рыгина[1]

[1]Институт сильноточной электроники Сибирского отделения Российской академии наук (ИСЭ СО РАН), Томск, Россия

На сегодняшний день одним из наиболее перспективных материалов в области авиа- и машиностроения является силумин заэвтектического состава, обладающий высокой твердостью и жаропрочностью. Однако, высокое содержание кремния ограничивает эксплуатационные свойства силумина из-за наличия крупных включений кремния и интерметаллидных фаз, которые повышают вероятность образования трещин и снижают механические свойства материала [1]. Одним из методов модифицирования структуры и фазового состава металлов и сплавов, позволяющим сформировать в поверхностном слое субмикро-нанокристаллическую структуру, является обработка импульсным электронным пучком

Целью данной работы является выявление оптимального режима обработки поверхности образцов силумина заэвтектического состава импульсным электронным пучком, позволяющего повысить механические и трибологические свойства материала

Методика эксперимента

В качестве материала исследования использован заэвтектический силумин с содержанием кремния (18 – 22) вес. %. Облучение поверхности образцов проводилось на установке «СОЛО» с электронным источником, генерирующим пучок электронов диаметром до 5 см с энергией электронов до 25 кэВ, регулируемой длительностью импульсов (20-1000) мкс и плотностью энергии до 100 Дж/см^2, позволяющим контролируемо изменять данные параметры независимо друг от друга [2]. Были выбраны следующие режимы обработки: квазипрямоугольный импульс тока пучка амплитудой 80 А длительностью 200 мкс при ускоряющем напряжении 15 кэВ с плотностью энергии пучка 20 Дж/см^2; тот же прямоугольный импульс с дальнейшим удержанием температуры на уровне 600°С в

течение 400 мкс; прямоугольный импульс с удержанием температуры на уровне 600°С на протяжении 800 мкс.

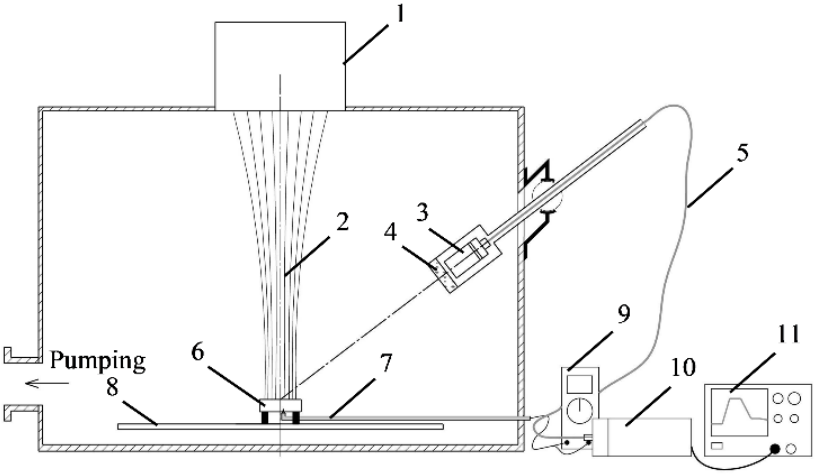


Рисунок 1. Схема эксперимента 1 – источник электронов; 2 – импульсный электронный пучок; 3 – линза LVO 25; 4 – кварцевое стекло KV; 5 – оптический волновод; 6 – облучаемая мишень; 7 – термопара хромель – алюмель; 8 – двухкоординатный стол манипулятор; 9 – мультиметр; 10 – высокоскоростной инфракрасный пирометр Kleiber KGA 740-LO; 11 – Осциллограф Tektronix TDS 1001B.

Результаты эксперимента

Элементный состав и морфологию формирующихся фаз поверхностного слоя образцов заэвтектического силумина, подвергнутых облучению интенсивным импульсным электронным пучком, изучали методами сканирующей и просвечивающей электронной микроскопии. Анализ результатов, представленных на рис. 2 показывает, что облучение силумина импульсным электронным пучком сопровождается формированием в поверхностном слое толщиной до 80 мкм субмикро-нанокристаллической структуры, характерной для структуры высокоскоростной кристаллизации.

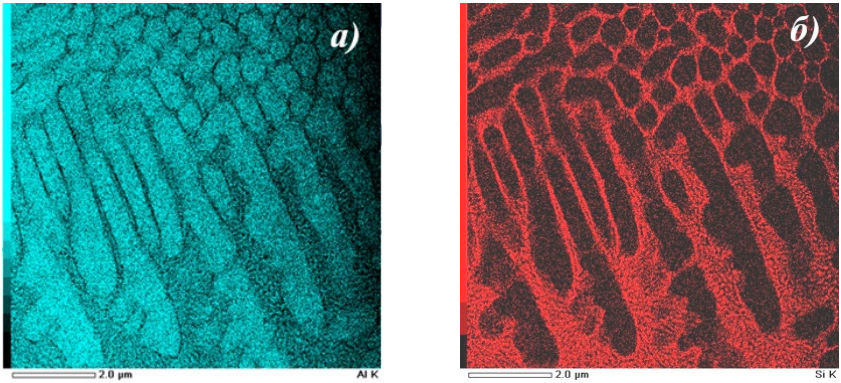


Рисунок 2. Структура силумина после облучения импульсным электронным пучком (20 Дж/см^2, 200 мкс, время дальнейшего удержания температуры на уровне 600°С в течение 800 мкс); изображения получены в характеристическом рентгеновском излучении атомов алюминия (а) и кремния (б)

Результаты исследования структуры модифицированного слоя методами просвечивающей электронной микроскопии приведены на рис. 3. В модифицированном слое формируется структура высокоскоростной ячеистой кристаллизации. Ячейки разделены прослойками эвтектики алюминий-кремний пластинчатой морфологии

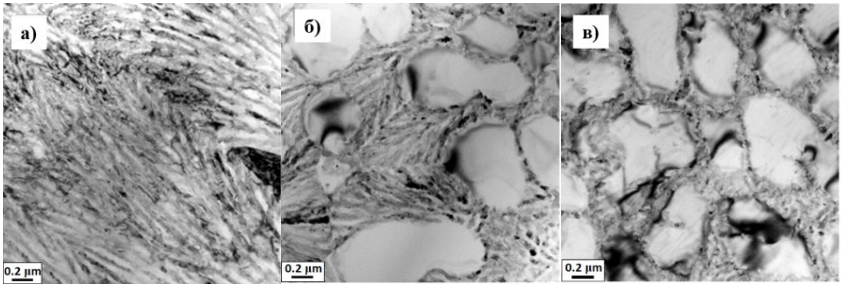
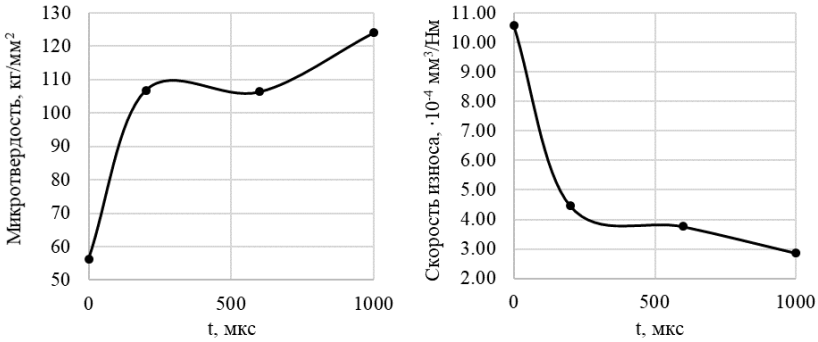


Рисунок 3. Структура слоя силумина заэвтектического состава, прилегающего к поверхности образца (а), на глубине 40 мкм (б) и 60 мкм (в)

Выполнен анализ прочностных (микротвердость) и трибологических (износостойкость) свойств поверхностного слоя силумина (рис. 4).



а) *б)*

Рисунок 4. Зависимость микротвердости (а) и скорости износа (б) от времени обработки образцов (t=0 соответствует параметрам необлученного образца)

Заключение

Выполнен анализ прочностных (микротвердость) и трибологических (износостойкость, коэффициент трения) свойств поверхностного слоя силумина, обработанного высокоинтенсивным электронным пучком в разных режимах. Показано, что твердость образца, облученного в режиме 20 Дж/см^2, 200 мкс и с временем последующего удержания температуры на уровне 600°С в течение 800 мкс превышает микротвердость исходного образца в 2,2 раза, а скорость износа снизилась в 3,7 раза. Следует отметить, что с увеличением времени удержания температуры увеличивается вклад энергии в поверхностный слой образца, что также может приводить к росту микротвердости и износостойкости облученных образцов.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РНФ (проект № 20-79-10015).

Литература:

[1] V. E. Gromov, Yu. F. Ivanov, S. V. Vorobiev, S. V. Konovalov, “Fatigue of steels modified by high intensity electron beams,” Cambridge, 2015, 272 p.
[2] M. Vorobyov, N. Koval, P. Moskvin, A. Teresov, S. Doroshkevich, V. Yakovlev, V. Shin. Electron beam generation with variable current amplitude during its pulse in a source with a grid plasma cathode. Journal of Physics: Conference Series. (2019). 1393. 012064.

11k.ashurovak@gmail.com

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ РАЗРЯД В ГАЗОЖИДКОСТНОЙ СРЕДЕ: РЕЖИМЫ РАЗВИТИЯ ПРОБОЯ

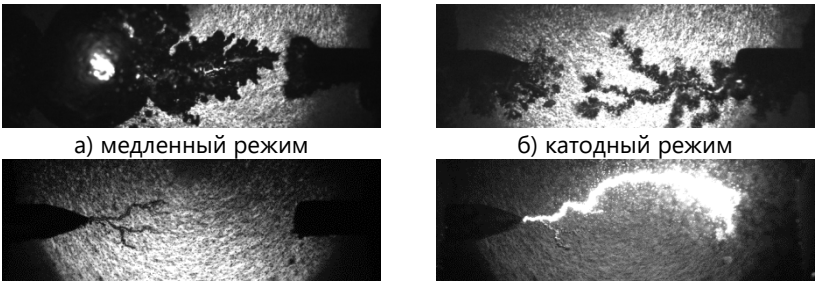
В. А. Панов[1], Л. М. Василяк[1], С. П. Ветчинин[1], В. Я. Печеркин[1]

[1]ОИВТ РАН, Москва, Россия

Газожидкостные системы, как пример гетерогенных многофазных сред, представляют интерес для исследователей благодаря их свойствам, отличающим их одновременно и от газов и от жидкостей [1,2], начиная от распространения акустических волн и заканчивая распространением электроразрядного канала.

Развитие электрического разряда в газожидкостной системе исследовано на примере двух сред: 1) вода с микропузырьками воздуха, 2) трансформаторное масло с пузырьками элегаза (SF_6).

В результате проведения экспериментальных работ удалось зарегистрировать несколько различных сценариев развития электрического разряда в микропузырьковой среде: медленный тепловой механизм, комбинированный, «катодный» режим, быстрый режим пробоя.



а) медленный режим б) катодный режим

в)направляющее действие пузырьков г) быстрый пробой

Рисунок 1. Развитие электрического разряда в газожидкостной среде

Исследование выполнено за счет гранта РНФ (проект №21-79-30062).

Литература:

[1] Нигматулин Р. И. Динамика многофазных сред. Ч. I. — М.: Наука, 1987. — 464 с.

[2] Нигматулин Р. И. Динамика многофазных сред. Ч. II. — М.: Наука, 1987. — 360 с.

panovvladislav@gmail.com

ОПТИМИЗАЦИЯ УСЛОВИЙ СИНТЕЗА НАНОСТЕРЖНЕЙ ОКСИДА ЦИНКА ПЛАЗМОХИМИЧЕСКИМ МЕТОДОМ

С. М. Шавалеева[1], Ж. А. Уктамов[1], Е. А. Эрлингайте[1], Х. С. Нуриддинов[1]

[1]Казанский национальный исследовательский технический университет им.А.Н.Туполева, Казань, Россия

Разработка технологических основ простых и эффективных методов получения наноразмерных упорядоченных структур оксида цинка с воспроизводимыми свойствами представляет значительный интерес в целях создания эффективных материалов с заданными свойствами в качестве функционального материала [1].

Отдельный интерес представляют собой полые объекты, у которых размер по одному из измерений попадает в нанометровый диапазон [2]. Высокая степень анизотропии свойств, эффекты квантовой локализации, большая удельная поверхность и избирательная адсорбция на внутренних стенках позволяет отнести их к перспективным материалам. Также наблюдается повышение интереса к квазиодномерным нитевидным кристаллам, тонким и толстым пленкам оксида цинка, которые видятся перспективными в области создания миниатюрных оптикоэлектронных систем, физико-химических сенсоров.

Наночастицы оксида цинка (ZnO), которые обладают полезными полупроводниковыми, оптическими, пьезоэлектрическими и каталитическими свойствами, применяются в разных областях науки, техники и медицины: в дисплеях, газовых сенсорах, пьезоэлектрических устройствах, а также в качестве катализаторов [3].

Фотокаталитические свойства оксида цинка особенно интересны в области уменьшения техногенного негативного воздействия на окружающую среду. При очистке производственных стоков от токсикантов органической природы может быть применен метод гетерогенного фотокатализа [4]. Под действием электромагнитного излучения фотокатализатор на основе оксидного полупроводникового материала, в том числе оксида цинка, увеличивает эффективность очистки [5]. Нетоксичность, химическая устойчивость (в том числе, при высоких температурах), высокая реакционноспособность оксида цинка в фотокаталитическом окислении органических загрязнителей, возможность модификации структурных, морфологических, поверхностных и оптических свойств позволяет рассматривать его в качестве перспективного

фотокатализатора, сохраняющего свою фотокаталитическую активность после нескольких циклов повторного использования [6,7].

Полезные свойства таких наночастиц в значительной степени зависят от метода их синтеза, которые отличаются друг от друга относительной простотой реализации, возможностями контроля размера, морфологии, состава и структуры продукта, экологической безопасности и экономической целесообразности. В настоящее время разработаны различные твердофазные, жидкофазные и газофазные методы синтеза нано- и микрочастиц оксида цинка, а также сделаны различные предположения относительно взаимного расположения атомов и их электронной структуры.

Жидкофазные методы (метод осаждения из водных растворов солей Zn^{2+}, гидротермальный (сольвотермальный) метод, микроэмульсионный метод) [8] позволяют получить однородные частицы оксида цинка стержнеобразной формы с узким распределением по размерам. Например, в ходе синтеза гидротермальным методом при температуре реакции 120°C и продолжительности 24 часа получались наночастицы ZnO с диаметром стержней 450 ± 50 нм и длиной свыше 10 мкм [9].

Газофазные методы (химическое осаждение паров, молекулярной эпитаксии, термическая, лазерная и магнетронная сублимация) позволяют получать широкую номенклатуру структур ZnO: нанотрубки, наностержни, нанокольца, наноленты, нанопленки и др. В зависимости от целеполагания, возможно варьирование геометрии камер синтеза, способов предыионизации и т.д. [10].

Методом термической сублимации были синтезированы чистые, структурно однородные, монокристаллические наноленты оксидов Zn, Sn, In, Cd и Ga с прямоугольным сечением и постоянными размерами [11]. Авторы описывают структуру ZnO, в частности, как ряд чередующихся плоскостей, состоящих из тетраэдрических ионов O^{2-} и Zn^{2+}, расположенных поочередно вдоль одной оси. Они образуют полярные поверхности, приводящие к спонтанной поляризации вдоль оси и возникновению дипольного момента и расхождение в поверхностной энергии. Авторы отмечают, что процесс термического испарения очень чувствителен к концентрации кислорода в системе, оказывающего влияние не только на летучесть исходного материала но и стехиометрического состава газовой фазы, а также образование продукта.

В работе [12] авторы продемонстрировали формирование гетероструктуры коаксиальных наностержней Zn-ZnO пиролизом

ацетилацетоната цинка и предположили, что монокристаллическая структура ZnO является оболочкой сердечника из чистого цинка, который может рассматриваться в качестве основы для последующего самопроизвольного образования монокристаллических нанотрубок ZnO.

В то же время, ряд авторов утверждает, что, хотя низковалентные соединения цинка Zn^+ встречаются крайне редко, соединения, содержащие связь Zn-Zn могут быть получены и вполне устойчивы в изученных условиях [13, 14].

В предыдущей работе [15] авторами данной статьи рассмотрены результаты плазмохимического синтеза наночастиц оксида цинка в аргоновой дуге на графитовом электроде в условиях дефицита кислорода. Полученные образцы были исследованы методом электронной микроскопии. Элементный анализ показал, что образцы содержат 70 вес.% Zn, 23 вес.% O, 5,6 вес.% C. Было сделано предположение, что в данных условиях были получены углеродные нанотрубки, покрытые оксидом цинка в виде «труба в трубе» или «русская матрешка».

Целью дальнейших исследований являлась оптимизация условий синтеза наночастиц оксида цинка плазмохимическим методом, а также уточнение структуры полученных образцов.

Эксперимент был реализован в вакуумной камере для плазмохимического синтеза наноструктур, схема которой приведена на Рис.1.

В качестве источника Zn была использована трубка из оцинкованного железа диаметром 19 мм, внутри которой проходил дуговой разряд. В качестве электродов были использованы графитовые, молибденовый и цинковый стержни, в качестве подложки – пластина меди или микронная сетка из нержавеющей стали, источника питания – генератор постоянного тока. Смотровое окно в стенке водоохлаждаемой вакуумной камеры позволяло вести наблюдения за экспериментом, специальное устройство позволяло регулировать расстояние между электродами. В ходе экспериментов варьировались давление внутри камеры, газовый фон, сила тока и напряжение. Экспериментальные данные по оптимизации условий синтеза наночастиц оксида цинка плазмохимическим методом приведены в Таблице 1. Полученные образцы были исследованы методом просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ).

На Рис. 2 и 3 представлены электронные снимки наноструктур, полученных в эксперименте №7.

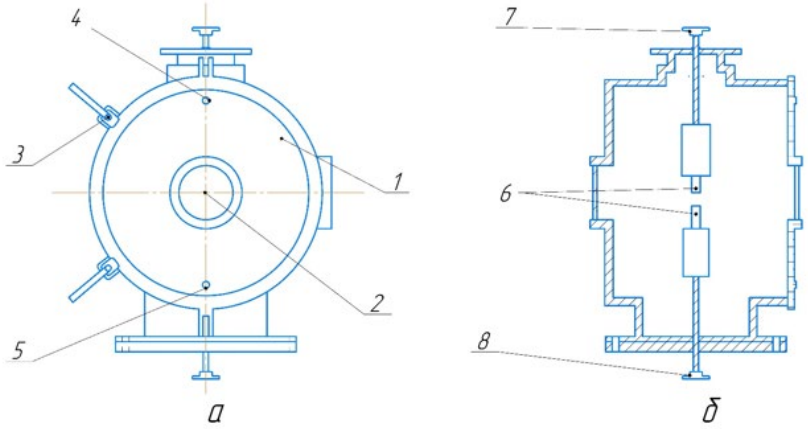


Рисунок 1. Вакуумная камера для плазмохимического синтеза наноструктур. а) 1 – передняя дверца; 2 – смотровое окошко для наблюдения в передней дверце; 3 – фиксатор дверцы; 4 – патрубок для подачи воды; 5 – патрубок для отвода воды; б) 6 – электроды; 7 – верхний регулятор расстояния между электродами; 8 – нижний регулятор расстояния между электродами.

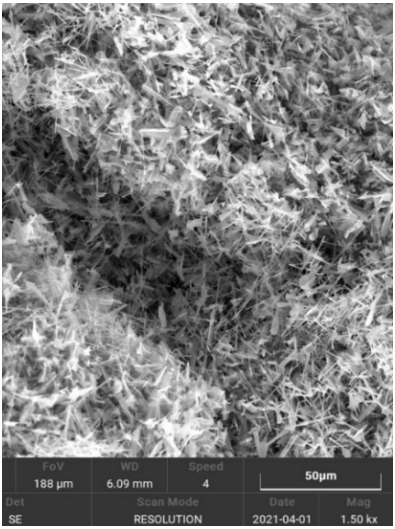


Рисунок 2. Наноструктуры оксида цинка, увеличение в 1500 раз

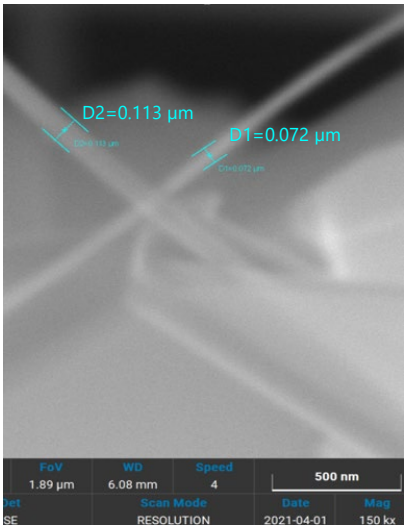


Рисунок 3. Наноструктуры оксида цинка, увеличение в 150000 раз

Условия эксперимента	Номер эксперимента						
	1	2	3	4	5	6	7
Материал электродов	Графит		Графит и оцинкованная труба		Графит и молибден	Графит	Графит
Состав фона	Воздух				Аргон + воздух	Аргон + воздух	Воздух
Источник цинка	ZnO (кр.)	Оцинкованная труба					
Давление, кПа	38	100	100	100	66,7	66,7	66,7
Сила тока, А	15-30	0,1	0,1	0,1	60	75	75
Напряжение, В	30	5000	5000	5000	20	20	20
Продолжительность разряда, с	50	30	30	30	90	40	60
Результат	Отрицательный				Пластинки	Наностержни	
Количество					немного	много	много
Цвет					прозрачный	белый	белый
Линейные размеры	*d*=диаметр				-	120-150 нм	70-300 нм
	l= длина/ширина				10-30 мкм/ 5-10 мкм	10^6 нм	$1\text{-}2*10^4$ нм
	h= толщина				0,75 мкм	-	-

Таблица 1. Условия синтеза наночастиц ZnO плазмохимическим

Как видно из Таблицы 1, результативными оказались эксперименты № 5, 6, и 7. Видно, что недостаток воздуха и продолжительность разряда оказывают влияние на размеры и структуру полученных частиц: в аргоново-воздушной среде в зависимости от длительности разряда возможно образование, как пластинчатых частиц, так и наностержней с очень высоким соотношением длина/диаметр. В воздушной среде получаются наностержни с более широким диапазоном разброса размера частиц и более низким соотношением длина/диаметр.

Также были проанализированы данные элементного анализа полученных в ходе эксперимента №7 наностержней. Элементный состав 70 вес.% Zn, 23 вес.% O, 5,6 вес.% C предполагает общую химическую формулу полученных частиц - Zn_2O_3C. Присутствие углерода, возможно, указывает на образование углеродной нанотрубки, покрытой оксидом цинка. Однако, свойственные всем наноструктурам развитая удельная поверхность и высокая адсорбционная способность полученных образцов, а также низкое процентное содержание атомов углерода позволяют предположить, что это может быть адсорбированный из воздуха

углекислый газ CO_2. Вычитая CO_2 из общей формулы, получаем формулу полученного вещества Zn_2O. Это указывает на два возможных варианта строения полученного вещества: либо это структура коаксиального наностержня Zn-ZnO, в которой сердечник из чистого цинка покрыт тонким регулярным слоем оксида цинка, либо оно состоит из оксида Zn(I). Уточнение и верификация сделанных предположений будет являться предметом дальнейших исследований.

Таким образом, анализ полученных данных показал, что для получения наностержней оксида цинка плазмохимическим методом оптимальным является синтез в вакуумной камере на графитовых электродах, расположенных внутри оцинкованной трубы, при давлении 66,7 кПа, напряжении 20 В, силе постоянного тока 75 А с продолжительностью разряда 60 с.

Литература:

[1] *Бураков, В. С.* Морфология и оптические свойства наноструктур оксида цинка, синтезированных методами термического и электроразрядного распыления [Текст] / В. С. Бураков, Н. В. Тарасенко, Е. А. Невар, М. И. Неделько // Журнал технической физики. – 2011. – № 2. – С. 89–97.

[2] *Горбик П.П.* Получение и исследование нанотрубок оксида цинка [Текст] / П.П. Горбик, И.В. Дубровин, Г.Н. Кашин // Металлофизические новейшие технологии. – 2016. –Т.38. №3. – С.341-351.

[3] *Авдеева А.В.* Получение наночастиц оксида цинка стержнеобразной формы методом осаждения [Текст] / А.В. Авдеева, С. Цзан, А.Г. Мурадова, Е.В. Юртов // Химическая технология. – 2014. – Т.15. вып.12. – С. 723-728.

[4] *Lathasree S.* Heterogeneous photocatalytic mineralization of phenols in aqueous solutions / S. Lathasree, B. Nagesware Rao, V. Sivashankar, K. Sadasivam // Journal of Molecular Catalysis A: Chem. – V. 223, – 2004. – pp. 101–105.

[5] *Oppenlander T. Photochemical Purification of Water and Air // Weinheim: Wiley-VCH, – 2003. – P. 368.*

[6] *Соснин И.М.* Модифицированные нанообъекты оксида цинка, предназначенные для фотокаталитической доочистки сточных вод под действием видимого света / И.М. Соснин, Д.А. Улесова, А.А. Викарчук, А.Е. Романов // VIII Физическое материаловедение Международная школа с элементами научной школы для молодежи Актуальные проблемы прочности LIX, Тольятти, – 2017. – С. 52-53.

[7] *Улесова Д.А.,* Гетерогенный фотокатализ в процессах очистки сточных вод от органических загрязнителей / Д.А. Улесова, И.М. Соснин, А.Е. Романов, А.А. Викарчук // Международный инновационный форум

шестого международного экологического конгресса ELPIT-2017, Самара, – 2017. – С. 199-203.

[8] *Вохминцев К.В.* Закономерности формирования наносистем на основе ZnO И Bi2O3 и их физико-химические свойства Диссертация на соискание ученой степени кандидата химических наук. — Москва, ИМЕТ им. А.А. Байкова РАН, 2015. — 182 с.

[9] *Hsu K.C., Liao J.D, Fu Y.S /* Hydrothermal Synthesis of ZnO Nanorods using the HMT Surfactant // Integrated Ferroelectrics. — 2013. —V.143. — P. 97-106.

[10] X. *TY Asadullin, IG Galeyev, BA Timerkayev* Journal of Physics: Conference Series T.669 №1, C.012001

[11] *Zhong Lin Wang* / Zinc oxide nanostructures: growth, properties and applications //J. Phys.: Condens. Matter 16 (2004) —P.829–858.

[12] *Jih-Jen Wua and Sai-Chang Liu, Chien-Ting Wu and Kuei-Hsien Chen, Li-Chyong Chen* / Heterostructures of ZnO–Zn coaxial nanocables and ZnO nanotubes // applied physics letters volume 81, number 7 12 august 2002. стр 1312-1314.

[13] *J. F. Van der Maelen, E. Gutiérrez-Puebla, Á. Monge, S. García-Granda, I. Resa, E. Carmona, M. T. Fernández-Díaz, G. J. McIntyre, P. Pattison and H.-P. Weber /* Experimental and theoretical characterization of the Zn-Zn bond in $[Zn_2(\eta^5\text{-}C_5Me_5)_2]$ /Acta Cryst. (2007). B63, 862-868

[14] *Stephan Schulz, Daniella Schuchmann Ulrich Westphal and Michael Bolte.* Dizincocene as a Building Block for Novel Zn−Zn-Bonded Compounds? Organometallics 2009, 28, 5, 1590–1592

[15] *Timerkaev B.A., Felsinger V.S., Kaleeva A.A., Erlingayte E.A., Uktamov J.A., Nuriddinov H.S.* // H.S."Plasma-chemical synthesis of zinc oxide nanotubes", Journal of Physics: Conference Series, 1870 (2021), 012003, IOP Publishing, doi:10.1088/1742-6596/1870/1/012003

smshavaleeva@kai.ru

МОДИФИЦИРОВАНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ СВОЙСТВ ГРАФИТОВОГО ЧУГУНА ЭЛЕКТРОЛИТИЧЕСКОЙ ПЛАЗМОЙ

А. А. Хафизов[1], Р. И. Валиев[1], Р. А. Валиев[1], Ю. И. Шакиров[1]

[1]Казанский федеральный университет, Набережные Челны, Россия

Процессы, происходящие при взаимодействии концентрированных потоков энергии с веществом, могут существенно менять его свойства [1,2]. Местный характер воздействия таких источников энергии позволяет соответственно локально модифицировать свойства материала [3,4]. Исследование этих процессов позволит существенно ускорить разработку необходимых производственных технологий. Особый интерес для обработки материалов представляет низкотемпературная плазма с применением электролитов [5], особенно в повышении свойств традиционных высокоуглеродистых сплавов на основе железа [6-8].

В работе исследовано влияние плазмы электрического разряда между электролитом и металлическим электродом на механические поверхностные свойства широко применяемого машиностроительного материала – графитового серого чугуна. При этом мощность плазменной струи варьировалась в пределах нескольких тысяч ватт [9]. Твердость и абразивная стойкость поверхности чугуна определены с применением алмазной пирамиды.

Местный характер воздействия концентрированных потоков энергии на материал приводит к высокой скорости охлаждения локальных зон близлежащими слоями материала, что проявляется как закалка железоуглеродистого сплава. При этом центральные слои локальных зон закаливаются из жидкого состояния, а отдаленные слои – в твердом состоянии. Соответственно в обработанных материалах можно выделить модифицированные зоны с оплавлением и без оплавления, существенно отличающиеся как по микроструктуре, так и по свойствам. Причем при повышении мощности плазмы увеличиваются и площадь зон, и их глубина.

Энергия плазмы существенно меняет исходную равновесную структуру чугуна с пластинчатыми графитовыми включениями. В расплавленном под воздействием плазмы объеме чугуна углерод не выделяется в свободной

виде из-за больших скоростей охлаждения, что проявляется отсутствием графитовых включений в микроструктуре зон оплавления. Металлическая основа чугуна в этой зоне сильно измельчена, микроструктура характеризуется окруженными тонкодисперсным ледебуритом мелкими дендритами, выросшими при кристаллизации. Повышение мощности плазмы в пределах эксперимента приводит к увеличению размера дендритов, но только на начальном этапе.

Микроструктура зоны без оплавления характеризуется как закаленное состояние железоуглеродистого сплава с высоким содержанием углерода. При обработке плазмой эти зоны нагреваются выше критической точки перехода твердого раствора железа с изменением его кристаллической решетки, вследствие чего смесь феррита с цементитом переходит в аустенит. При обратном быстром охлаждении близлежащими холодными слоями чугуна аустенит превращается в мартенсит – возврат кристаллической решетки происходит без выделения избыточных элементов твердого раствора. Такая неравновесная фаза выделяется в виде игл, причем ее размеры зависят от глубины слоя термического влияния плазмы. Это объясняется их образованием из более крупных размеров зерен аустенита, обусловленных уменьшением, как скорости нагрева, так и интенсивности охлаждения в отдаленных от центра слоях чугуна.

Метастабильная фаза, появившаяся в обработанных зонах из-за высоких скоростей охлаждения, характеризуются высокими значениями твердости, что приводит к пятикратному изменению твердости поверхности графитового чугуна по сравнению с исходной. При повышенных значениях мощности плазменной струи наблюдается некоторое уменьшение микротвердости, к этому, по-видимому, приводит уменьшение интенсивности охлаждения из-за увеличения зоны оплавления.

Локальный характер модифицирования концентрированных потоков энергии проявляется и в износостойкости материала, которая является значимой механической характеристикой поверхностного слоя. Микротвердость хотя и определяет характер абразивного износа, в то же время, не может в полной мере характеризовать сопротивление материала износу. В связи с чем, проведено определение абразивной износостойкости чугуна, моделировав испытание с закрепленным абразивом как царапание алмазной пирамидой, при этом вытесненный металл являлся характеристикой абразивного износа.

Обработанные плазмой зоны по разному сопротивляются абразивному износу в зависимости от приложенной к ним мощности плазменной струи (рисунок 1). Наибольшую износостойкость имеют области чугуна, обработанные при минимальных мощностях плазмы. Повышение абразивной износостойкости обусловлено измельчением дендритов в структуре чугуна при уменьшении мощности плазмы. Также наблюдается более высокое сопротивление к износу зоны закалки по сравнению с оплавленной зоной при повышенных значениях мощности, что обусловлено разными значениями скорости охлаждения и характера распределения теплового поля в обрабатываемых плазмой зонах.

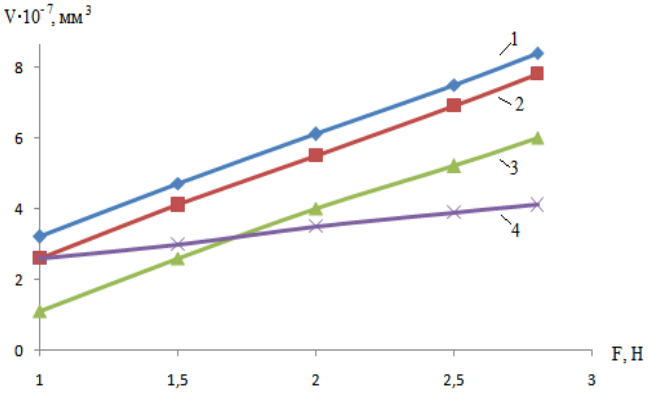


Рисунок 1. Зависимость абразивного износа (вытесненного объема царапанием V) в зоне с оплавлением (1; 3) и зоне без оплавления (2; 4) при мощности плазмы 5 кВт (1; 2) и 3 кВт (3; 4) от нагрузки F на индентор

Вытесненный объем металла при царапании пирамидой зависит от нагрузки на него, и эта зависимость линейна для различных зон обработки, как с оплавлением, так и без оплавления. Оставаясь одинаковым для различных зон влияния плазмы при высоких значениях мощности плазмы, коэффициент пропорциональности этой зависимости при пониженных значениях мощности меньше для зоны закалки: она обладает более высокой износостойкостью по сравнению с оплавленной зоной при повышенных нагружениях индентора. Причиной этого является большая пластичность структуры лежащих ниже слоев, которая при увеличении нагрузки сохраняется дольше, чем у оплавленной зоны.

Таким образом, микроструктура обработанных электролитической плазмой зон графитового чугуна является результатом процессов закалки высокоуглеродистого сплава железа, как из жидкого, так и из твердого состояний. Эти процессы зависят от мощности воздействия плазмы: она влияет не только на объемы этих зон, но и на структуру, микротвердость и износостойкость.

Литература:

[1] Timerkaev, B.A., Fairushin, I.I. 1st All-Russian (With International Participation) Conference "gas Discharge Plasma and Synthesis of Nanostructures 2020 (2021) Journal of Physics: Conference Series, 1870 (1), A.N. 011001

[2] Akst E.R. Structural and phase transformations in cast irons when implanted into the surface layers of nitrogen ions. IOP Conf. Ser.: Materials Science and Engineering. – 2015. – Vol. 86. – P. 012038.

[3] Gabdrakhmanov, A.T., Israphilov, I.H., Galiakbarov, A.T., Samigullin, A.D., Gabdrakhmanov, A.T. Improving the efficiency of plasma heat treatment of metals (2016) Journal of Physics: Conference Series, 669 (1), A.N. 012014

[4] Valiev, R., Bochkov, V., Bashkirov, Sh., Romanov, E., Chistjakov, V. Mössbauer study of surface layers of high-speed steel after laser treatment (1992) Hyperfine Interactions, 69 (1-4), pp. 589-592

[5] Tazmeev, K.K., Tazmeev, A.K. Features of a gas discharge with a liquid electrolyte cathode in an extended discharge gap (2021) Journal of Physics: Conference Series, 1870 (1), A.N. 012010

[6] Khafizov, A.A., Shakirov, Y.I., Valiev, R.A., Valiev, R.I. Determination of regression materials mircohardness, processed by low-temperature plasma dependence on process conditions (2017) Journal of Physics: Conference Series, 789 (1), A.N. 012024

[7] Valiev, R.A., Shakirov, Yu.I., Iliukhin, A.N. Phase and structural conditions of low-temperature plasma interaction products with steel (2014) Journal of Physics: Conference Series, 567 (1), A.N. 012040

[8] Khafizov, A.A., Shakirov, Y.I., Valiev, R.A., Valiev, R.I., Khafizova, G.M. Study of thermal and electrical parameters of workpieces during spray coating by electrolytic plasma jet (2016) Journal of Physics: Conference Series, 669 (1), A.N. 012030

[9] Шакиров Ю.И., Валиев Р.И., Хафизов А.А., Шакирова Г.Ю. Многоканальная плазменная установка с электролитическим катодом // Автомобильная промышленность. 2011. №2. С. 36-38

almazok75@yandex.ru

БАШЛАНГЫЧ МӘКТӘП УКУЧЫЛАРЫ ӨЧЕН НАНОДОНЬЯГА СӘЯХӘТ

Р. Ф. Хуснутдинова[1]

[1]МБОУ "Гимназия №18 с татарским языком обучения", Казань, Россия

«Нанометр» дигән сүздә «нано» алкушымчасы «Νάνος» [нанос] – карлик дигән грек сүзеннән килеп чыга. Татар телендә аңа охшаган аваздаш һәм әһәмияткә якын сүз бар. Ул – «нәни» сүзе. "Нано" халыкара берәмлекләр системасында (СИ) бер миллиардлы өлеше дип аңлатыла. Андый кечкенә күләмле объектларны ничек күзәтергә була соң? Мәсәлән, борынгы заманнан ук бактерияларны оптик микроскоплар аша күзалларга мөмкин була. Бактерияләр берничә микрометр күләмле булалар. Халыкара берәмлекләр системасында «микро» алкушымчасы бер миллионлы өлеше дип аңлатыла. Нанообъектларның якынча микрообъектларга караганда нанообъектлар мең тапкыр кимрәк булуы сәбәпле, нанообъектларны күзәтү өчен гади оптик микроскопларның зурайту мөмкинлеге җитәрлек түгел. Галимнәр нанодоньяны күзәтү өчен электрон микроскоплар уйлап тапканнар. Алар нанообъектларны ут түгел, ә электроннар бәйләме белән нурландыра. Оптик микроскопларга карата шундый электрон микроскопларның зурайту мөмкинлеге күбрәк була.

Төрле приборларда һәм процессларда эшләнгән һәм кулланыла торган наноматериаллар кешеләрнең гәүдәләнешен таң калдыра. Материалларнын шулай кечерәю процессында яңа үзлекләр туа.

Углерод атомнарыннан торган наноструктуралар зур төрлелек кертә ала: нанотрубкалар, фуллереннар, графен һ.б. Графенны дәфтәр бите формасында күз алдыгызга китерә аласыз. Аның калынлыгы бер атом углерод хатле. Нанотрубканы трубкага борылган графен бите дип күз алдыгызга китерергә мөмкин. Углерод атомнардан тора торган сфералар – фуллереннар дип аталалар.

Наноструктуралар углерод атомларыннан гына түгел, башка элементлардан да тора ала. Кремний нигезендә наноструктураларга заманча электрон җайланмаларның компонентлары, мәсәлән, компьютерларның, смартфоннарның процессорлары һ.б. Аларны нанотехнологияләрдән башка барлыкка китерү мөмкин түгел иде. Техникадан тыш, нанотехнологияләр төрле тармакларда, мәсәлән, медицинада, биотехнологияләрдә һ.б. тармакларда кулланыла.

Хәзерге XXI гасыр буынга – нанотехнологияләр гасыры кешеләренә, нанотехнологияләрне дөньяда гамәлгә ашырырга һәм тормышта кулланырга туры киләчәк.

МОДИФИКАЦИЯ МАТЕРИАЛОВ НА ОСНОВЕ БЕЛКОВЫХ ВОЛОКОН В ПОТОКЕ ВЧ ПЛАЗМЫ ПОНИЖЕННОГО ДАВЛЕНИЯ

Г. Р. Рахматуллина[1], Е. А. Панкова[1], О. В. Фукина[2]

[1]ФГБОУ ВО КНИТУ, Казань, Россия

[2]РЭУ им. Г.В. Плеханова, Москва, Россия

Аннотация

Рассмотрено влияние высокочастотной (ВЧ) плазменной обработки пониженного давления на структуру материалов образованных пучками натуральных белковых (коллагеновых) волокон. На внешнюю поверхность материала, подвергаемого обработке, поступает постоянный поток ионов и импульсно периодический поток электронов. При этом электроны на противоположные стороны образца поступают в противофазе. В результате внутри материала создается переменное электрическое поле, амплитуда напряженности которого оценивается величиной ~10^5 В/м. Вследствие чего в порах и капиллярах возникает пробой с образованием заряженных частиц. При рекомбинации этих частиц на поверхности пор и капилляров выделяется энергия 15,76 эВ, которая передается поверхностным молекулам белка, что и приводит к объемной модификации материала на основе белковых волокон. Подобная объёмная обработка обеспечивает эффективную модификацию структурных элементов, позволяя значительно повысить качество протекания жидкостных обработок при производстве коллагенсодержащих материалов и их свойства в целом.

Введение

Модификация материалов различной природы при помощи ВЧ плазмы пониженного давление является актуальным направлением исследования. Особый интерес представляют материалы на основе натуральных белковых волокон, которые имеют сложную структурную организацию, так дерма (основной слой шкуры животного) имеет многоуровневую систему, сформированную в результате переплетения пучков коллагеновых волокон, непосредственно самих волокон и образующих их фибрилл и субфибрилл [2].

Наиболее полную картину происходящих изменений, в результате плазменной обработки, можно получить на основе исследований структуры кожевенного материала.

Материалы и методики

В качестве объектов исследования в работе рассматривались образцы дермы шкур овчины. Для модификации материалов на основе белковых волокон использовалась экспериментальная высокочастотная плазменная установка емкостного разряда пониженного давления. Оценку результатов модификации материалов на основе белковых волокон ВЧ плазмой пониженного давления осуществляли по показателю температуры сваривания и степени изменения размеров структурных элементов дермы.

Результаты

Традиционно технологические процессы, при получении из шкур животных кожевенных полуфабрикатов можно разделить на две категории, первая категория включает в себя процессы, направленные на разделение структуры коллагена (отмока, золение, пикелевание и т.д), вторая категория направлена на фиксацию полученной структурной организации (дубление, додубливание и т.д.). Следует отметить, что первая группа процессов характеризуется снижением показателя температуры сваривания, а вторая наоборот повышением данного показателя (рис. 1).

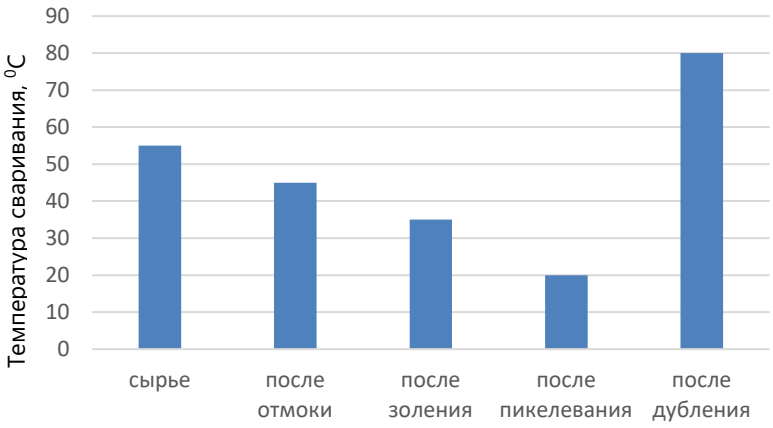


Рисунок 1 - Изменение температуры сваривания дермы в ходе технологического цикла производства кожевенного полуфабриката.

Выявлено, что ВЧ плазменная обработка материала на основе натуральных белковых волокон (коллагеновых) происходит за счет

следующих факторов: внешняя поверхность подвергается бомбардировке низкоэнергетичными ионами (70-100 эВ), а поверхность пор и капилляров модифицируется в результате рекомбинации на ней ионов, имеющихся в несамостоятельном разряде, который горит в надмолекулярном межструктурном пространстве, что обеспечивает объемную обработку материалов. Передача энергии атомам приповерхностного слоя материала приводит к удалению загрязняющих веществ, разрыву части невалентных связей, что обеспечивает возможность изменения конформации белковых молекул и ведет к разделению надмолекулярной структуры коллагена [1].

При помощи электронной микроскопии проведена сравнительная оценка структурных элементов дермы контрольных (необработанных плазмой) и опытных (обработанных плазмой) образцов. Установлено, что волокна, не модифицированных образцов характеризуются более плотной компоновкой фибрилл, при этом средний диаметр фибрилл составляет 103 нм, а межфибрилярное расстояние – 5,5 нм. В случае ВЧ плазменной модификации образцов средний диаметр фибрилл составляет 124 нм, а межфибрилярное расстояние – 39,1 нм, что свидетельствует об увеличении диаметра фибрилл на 20%, а межфибрилярного расстояния - в 7 раз. Данные изменения обеспечивают более глубокую диффузию рабочих растворов, что позволяет повысить эффективность технологических процессов.

В подтверждение данного предположения проведены измерения температуры сваривания дермы, являющегося характеристикой степени структурирования материала. Образец материала на основе белковых волокон, обработанный ВЧ плазмой характеризовался более низким показателем температуры сваривания по сравнению с контрольным образцом от отмоки до пикелевания включительно (рисунок 2), что свидетельствует о более качественном протекании данных процессов в результате глубокой и равномерной диффузии рабочих растворов вглубь дермы. Вследствие этого происходит повышение температуры сваривания после процесса дубления, что является предпосылом для получения полуфабриката с более высокими прочностными свойствами.

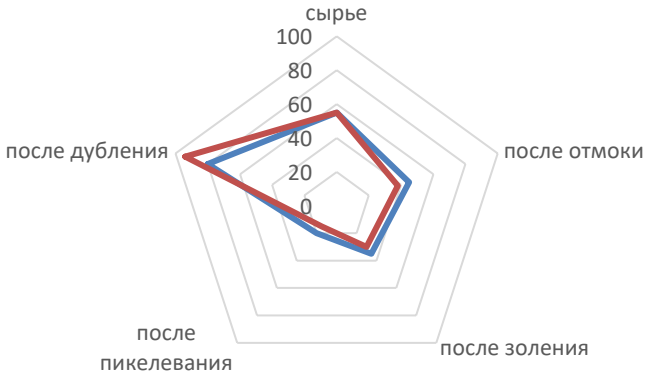


Рисунок 2 – Изменение показателя температуры сваривания дермы в ходе технологического цикла производства кожевенного полуфабриката (синий цвет – без плазменной обработки сырья, красный цвет – с плазменной обработкой сырья)

Выводы

Таким образом, модификация материалов на основе натуральных белковых волокон с применением ВЧ плазмы пониженного давления позволяет осуществить более качественное разделение надмолекулярной структуры материала. Подобные изменения структуры способствуют повышению эффективности последующих обработок и как следствие получению кожевенного полуфабриката с более высокими механическими показателями.

Литература:

[1] Абдуллин, И.Ш. Высокочастотная плазменно-струйная обработка материалов при пониженных давлениях. Теория и практика применения / И.Ш. Абдуллин, В.С. Желтухин, Н.Ф. Кашапов. – Казань: Изд. Казанск. ун-та, 2000. – 348 с.

[2] Рахматуллина Г.Р. Научно-технологические основы покрывного крашения кож с применением неравновесной низкотемпературной плазмы / дисс. доктора техн. наук. - 2010.- Казань: Изд. КНИТУ, 300 с.

Gulnaz-f@yandex.ru

ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫЙ ТЕРМОЭМИССИОННЫЙ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЬ ТЕПЛОВОЙ ЭНЕРГИИ В ЭЛЕКТРИЧЕСКУЮ С РАЗВИТЫМ ЭМИТТЕРОМ

А. Ю. Грабовский[1], А. С. Мустафаев[1], А. Крижанович[1], В. И. Кузнецов[2]

[1]*Санкт-Петербургский горный университет, Санкт-Петербург, Россия*

[2]*ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия*

Производство электроэнергии в районах крайнего Севера и Арктики резко отстает от среднего по России и требует своего наращивания для решения хозяйственных задач, повышения экспортного потенциала различных отраслей промышленности и качества жизни населения. Важнейшей задачей, определяющей устойчивое развитие Арктического региона, является разработка и создание систем эффективной, экономичной и экологически чистой энергетики [1]. В настоящее время энергообеспечение объектов промышленной и социальной инфраструктуры крайнего Севера осуществляется преимущественно дизель-генераторными станциями, а теплоснабжение – котельными, работающими на привозном углеводородном топливе. Недостатки таких энергосистем обусловлены высокой стоимостью завоза топлива, что резко увеличивает отпускные цены электроэнергии и тепла [2]. Один из перспективных путей обеспечения возрастающих потребностей в энергии- развитие высокоэффективных компактных ядерных энергетических установок (ЯЭУ), работающих по принципу прямого преобразования тепловой энергии в электрическую [3]. Эти технологии основаны на создании плазменных термоэмиссионных преобразователей (ТЭП) нового поколения. Среди преимуществ ЯЭУ на базе ТЭП отметим отсутствие динамических преобразователей энергии, что позволяет сократить численность обслуживающего персонала и номенклатуру комплектующих, доставляемых к месту монтажа, упростить полный демонтаж и рекультивацию территории в конце жизненного цикла ЯЭУ. Важнейшим энергетическим параметром любого ТЭП является удельная электрическая мощность *P*. Для ее увеличения в настоящей работе предлагается использовать многополостной эмиттер, развитый спиральной полостью, глубиной 500 мкм и шириной 50 мкм, в диапазоне температур 2000-2500 K. Сравним экспериментальные результаты, полученные в ТЭП с гладким и многополостным эмиттерами. Рисунок 1 иллюстрирует зависимости

плотности тока насыщения для гладкого и многополостного эмиттера от температуры бариевого термостата T_{Ba}, полученные при одинаковых значениях давления паров цезия P_{Cs}, ширины межэлектродного зазора d и температуры эмиттера $T_э$. Обращает на себя внимание отчетливый пик с последующим спадом на зависимости для гладкого эмиттера, тогда как ток на многополостном эмиттере после своего максимально значения остается неизменным в широком диапазоне T_{Ba}. При этом плотность тока многополостного эмиттера в максимуме в четыре раза превосходит плотность тока гладкого.

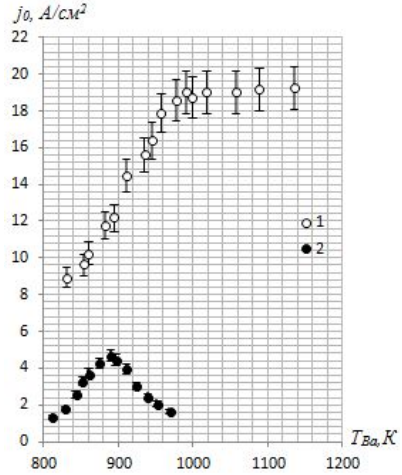


Рисунок 1. Зависимость плотности тока насыщения от температуры бариевого термостата: P_{Cs} = 6·10^{-2} тор, $T_э$ = 1970 К, d = 0,3 мм; 1 – многополостной эмиттер, 2 - гладкий эмиттер

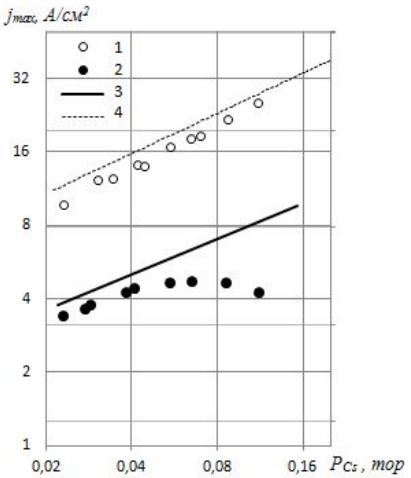


Рисунок 2. Зависимости j_{max} от P_{Cs}: $T_э$ = 1970 К, P_{Ba} = 10^{-3} тор, d = 0,3 мм; 1 – многополостной эмиттер, 2 – гладкий эмиттер, 3 – расчет для гладкого эмиттера, 4 – расчет для многополостного эмиттера

На рис. 2 построены зависимости максимальных токов j_{max} от давления паров цезия при $T_э$ = 1970 К. На многополостном эмиттере с увеличением давления паров цезия j_{max} возрастает значительно быстрее, и существенно превосходит как экспериментальные значения j_{max} гладкого эмиттера, так и расчётные данные. При достижении P_{Cs}≈6·10^{-2} тор ток

перестает нарастать вследствие рассеяния электронов на атомах. На многополостном эмиттере рост тока не прекращается вплоть до давлений $P_{Cs}\approx10^{-1}$ тор, когда j_{max} оказывается приблизительно в шесть раз большим, чем j_{max} для гладкого эмиттера. Экспериментальные по удельной мощности, полученные при различных *Тэ* и величинах *d* для гладкого и многополостного эмиттеров обобщены, и представлены в таблице.

Таблица 1. Сравнение величин экспериментальной удельной мощности ТЭП, развиваемой на гладком и многополостном эмиттерах при различных значениях $T_э$ и *d*.

d, мм / $T_э$, К	*P*, Вт/см^2					
	1 гл	1 пол	0,5 гл	0,5 пол	0,1 гл	0,1 пол
1900	1,3	5	1,9	7,6	3,4	13,6
2000	2,5	10,1	3,7	14,2	7,8	31,2
2100	4,5	18,8	6,8	26	14,8	58,8
2200	7,5	31,5	12,4	47,3	24,7	103
2300	12,9	56	21,4	89,3	39	155,8
2400	21,8	88	35,1	136	63,8	236,6
2500	34,5	125,4	57,8	202	94,2	306,5

Видно, что применение многополостного эмиттера дает прирост удельной мощности от 3 до 4 раз по сравнению с гладким.

Литература:

[1] Иванов С.В., Кузнецов В.И. Энергетическая стратегия развития Арктики и районов крайнего Севера Российской Федерации до 2030 года // Сборник трудов VI Международной конференции Арктика 2021. Москва, Россия, 2021. С. 10-13.

[2] Лазаренко Г.Э., Ярыгин В.И., Пышко А.П. и др. Автономная ядерная энергетическая установка электро- и теплоснабжения прямого преобразования тепловой энергии в электричество // Труды международной научно-практической конференции «Малая энергетика – 2006». Москва. 2006. Т. 1. С. 68.

[3] Лазаренко Г.Э., Ярыгин В.И., Пышко А.П. и др. Автономная термоэмиссионная ядерная энергетическая установка для морских газо- и нефтедобывающих платформ // Известия высших учебных заведений. Ядерная энергетика. 2011. №. 3. С. 21-27.

schwer@list.ru

ИЗУЧЕНИЕ ВЛИЯНИЯ ПЛАЗМЕННОЙ ОБРАБОТКИ НА МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НИТЕЙ ИЗ БАЗАЛЬТОВЫХ И СТЕКЛЯННЫХ ВОЛОКОН

А. С. Парсанов[1], М. В. Антонова[1], И. В. Красина[1]

[1]ФГБОУ ВО КНИТУ, Казань, РФ

К минеральным относятся волокна, которые находят применение в различных отраслях промышленности, таких как текстильная, авиа и судостроение, электроника и машиностроение. Развитие этих отраслей промышленности требует получения инновационных материалов, значительно превосходящих традиционные по эксплуатационным и прочностным характеристикам. Удовлетворить эти требования могут композиционные материалы.

Для создания современных композитов в настоящее время используются непрерывные базальтовые волокна, которые обладают хорошей адгезией к различным связующим. Композиты на основе базальтовых волокон находят широкое применение во многих отраслях промышленности.

Для получения композиционных материалов, наряду с базальтовыми, используются также стеклянные волокна.

Стеклянные волокна по своей структуре имеют гладкую поверхность и строго цилиндрическую форму на всем своем протяжении. Одним из методов получения стекловолокна высокой прочности, является пропитка его эпоксидным связующим.

Все эти свойства придаются волокнам путем модификации различными способами, в том числе и плазменными. Целью такой модификации является эффективное изменение поверхностных свойств материала, не ухудшая физико-механических характеристик.

В данной работе рассмотрено влияние плазменной обработки на механические свойства нитей из базальтовых и стеклянных волокон.

Объектами исследования выбраны крученая стеклянная нить из алюмоборосиликатного стекла на замасливателе «парафиновая эмульсия», используемая для изготовления ткани Э3-200; базальтовая крученая нить БС 10-68Z40-КВ-12.

Плазменная обработка нитей проводилась на экспериментальной плазменной установке пониженного давления (емкостного разряда), с использованием в качестве плазмообразующих газов смеси

аргон/пропан-бутан в соотношении 70/30 и пропан-бутан. Режим обработки: расход плазмообразующего газа G= 0,04 г/с, частота генератора f=13,56 МГц, давление в камере P = 26 Па, время обработки t = 5 мин, с варьированием входных параметров напряжения на аноде Ua = от 4 до 7 кВ. Сила тока на аноде фиксировалась при проведении обработки и составляла от 0,5 А до 0,85 А.

Определение разрывной нагрузки стеклянной нити проводилось на испытательной машине Shimadzu AGS-X (производство Япония). Микроструктуру волокон стеклянной нити исследовали методом конфокальной лазерной микроскопии на микроскопе Olympus LEXT 4000 (производство Япония).

Основываясь на результатах предшествующих работ в области изучения влияния низкотемпературной плазмы на свойства различных видов волокон и нитей [1-3], в работе приведены исследования влияния параметров плазменной обработки на свойства нитей из минеральных волокон.

Для изучения влияния низкотемпературной плазмы на изменение структурных характеристик стеклянных и базальтовых нитей проведены исследования их поверхности методом сканирующей электронной микроскопии. При микросканировании изучалось общее состояние поверхности нитей до и после плазменной обработки. Стеклянные нити для изготовления огнеупорных тканей пропитываются специальными парафиновыми эмульсиями.

В ходе исследования выявлено, что у образцов волокон, прошедших плазменную обработку, более однородная структура волокон и менее шероховатая поверхность по сравнению с необработанными образцами. Такой эффектвозможно возникает вследствие равномерного распределения замасливающих эмульсий по поверхности волокон, заполнения трещин и сколов.

Далее исследовано изменение механических характеристик стеклянных и базальтовых нитей. Механические характеристики нитей часто являются определяющими при создании композиционных материалов, поэтому их ухудшение не желательно.

По результатам сканирующей электронной микроскопии выбраны три режима обработки (по напряжению на аноде) в газовых разрядах: 1- Ua = 4 кВ; 2 - Ua = 5 кВ; 3 - Ua = 6 кВ, время обработки 5 минут. Образцы нитей обрабатывались в смеси газов аргон/пропан –бутан (70/30) и пропан –бутан.

Результаты исследований влияния плазменной обработки на прочностные свойства стеклянных и базальтовых нитей представлены на рисунках 1 и 2.

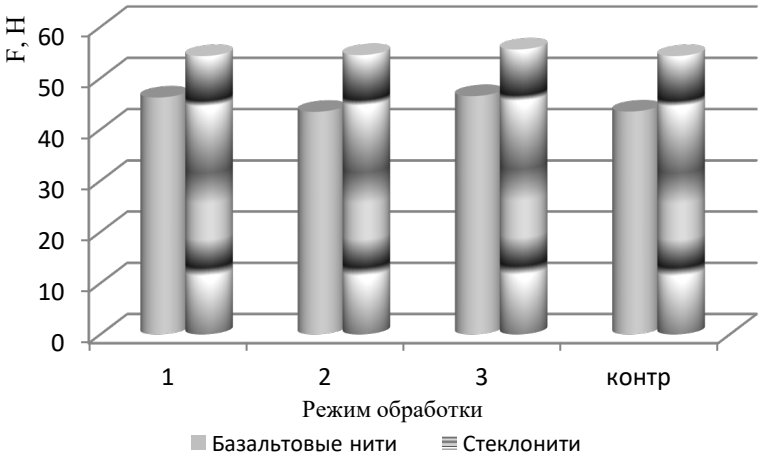


Рисунок 1. Зависимость силы разрывной нагрузки нитей от режимов плазменной обработки, газ пропан-бутан

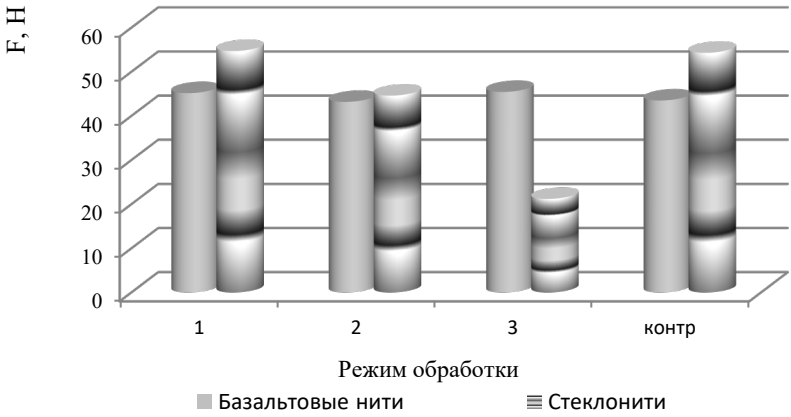


Рисунок 2. Зависимость силы разрывной нагрузки нитей от режимов плазменной обработки, газ аргон/пропан-бутан (70/30)

Как видно из представленных графиков (рис. 1 и 2), плазменная обработка в среде газов аргон/пропан-бутан (70/30) и пропан-бутан при напряжении 4 кВ увеличивает силу разрывной нагрузки стеклянных нитей до 23%, по сравнению с контрольным образцом. При низких температурах устраняется адсорбционное воздействие на стеклянные волокна влаги воздуха, что приводит к повышению их прочности. Кроме того, заполнение пустот и трещин парафиновой эмульсией также способствует повышению прочности нитей. Однако, при увеличении напряжения на аноде до 6 кВ в среде газа аргон/пропан-бутан наблюдается резкое ухудшение прочности стеклянных нитей. В случае же пропан-бутана прочность модифицированных образцов остается выше, чем у контрольного.

Плазменная обработка базальтовых нитей в среде газов аргон/пропан-бутан (70/30) и пропан-бутан показывает увеличение силы разрывной нагрузки при напряжении 6 кВ.

В ходе исследований выявлено, что относительное удлинение стеклянных и базальтовых нитей остается в пределах значений контрольного образца.

Таким образом, основываясь на результатах исследования, можно сделать вывод, что модификация в условиях низкотемпературной плазмы является перспективным методом повышения характеристик прочности стеклянных и базальтовых нитей, а также преобразования структуры их поверхностей.

Литература:

[1] Култышев А.С., Исследование влияния низкотемпературной плазменной обработки на прочностные характеристики нитей из базальтовых волокон / А.С. Култышев [и др.] // Вестник технологического университета. 2017. Т.20, №10 С.79-81

[2] Абдуллина В.Х., Плазменные методы активации поверхности полиолефиновых волокон / В.Х.Абдуллина, Р.С. Давлетбаев// Известия Самарского научного центра Российской академии наук, Т.12, №4(3), 2010. С.656-659

[3] Равилова А. Ф., Электрофизическая модификация синтетических нитей/ А.Ф. Равилова, М.В. Антонова, И.В. Красина, Е.В. Антонова// Известия высших учебных заведений. Технология легкой промышленности. №3, 2019, С. 78-81

parsanov1982@yandex.ru

ГИДРОФИЛИЗАЦИЯ ПОВЕРХНОСТИ НАТУРАЛЬНОГО ГИДРОФОБНОГО МАТЕРИАЛА НЕРАВНОВЕСНОЙ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМОЙ

В. П. Тихонова[1], Г. Р. Рахматуллина[1], К. Р. Бигеева[1], Д. К. Низамова[1], Р. Ф. Ахвердиев[1]

[1]ФГБОУ ВО "КНИТУ", Казань, Россия

Все возрастающий спрос на изделия из натуральной кожи заставляет производителей постоянно расширять сырьевую базу для производства кожи. Сейчас все чаще на рынке можно увидеть изделия из экзотических видов кожи таких как, крокодил, страус и т.д. Уникальность натуральной кожи неоспорима, ведь до сих пор ученые не смогли создать достойную альтернативу данному материалу.

В данной работе исследованы шкуры рыб, являющиеся отходом пищевой промышленности, с целью создания кож. Изначально по своей природе шкура рыб имеет гидрофобную структуру, что существенно затрудняет прохождение жидкостных технологических процессов производства кож. В исследовании предпринята попытка повышения гидрофильных свойств поверхности за счет воздействия потока неравновесной низкотемпературной плазмы. Неравновесная низкотемпературная плазма как инструмент модификации структуры материалов легкой промышленности широко рассматривалась многими авторами [1, 2].

Для определения эффективного режима плазменной модификации исследованы образцы полуфабриката из шкур семги растительного метода дубления, данный метод дубления выбран как наиболее экологически чистый и не оказывающий негативное воздействие на окружающую среду. В качестве критерия плазменного воздействия выбран показатель времени впитывания капли воды поверхностью материала.

Модификацию неравновесной низкотемпературной плазмой осуществляли при следующих параметрах: плазмообразующий газ – аргон, расход газа – 0,04 г/с, давление – 26,6 Па; мощность разряда варьировалась в диапазоне от 500 до 2000 Вт и время обработки - от 3 до 9 минут.

В связи с тем, что у большинства рыб дерма (основной слой кожи) состоит из двух слоев: верхнего, образованного тонкой прослойкой рыхлой соединительной ткани, окружающей чешую, и нижнего, состоящего из

плотной соединительной ткани, проведены исследования изменения впитывающей способности последовательно с верхнего и нижнего слоев. Результаты по изменению времени впитывания капли воды со стороны верхнего слоя дермы представлены в рис 1.

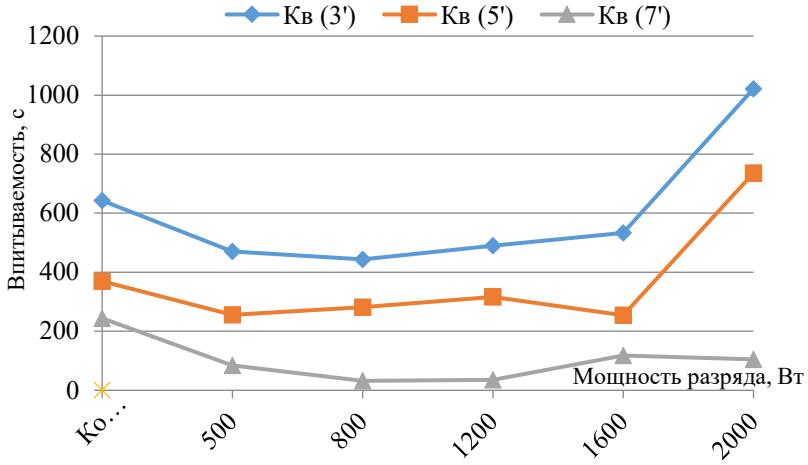


Рисунок 1. Изменение впитывающей способности верхнего слоя дермы в зависимости от мощности разряда плазмы и времени модификации

Из рисунка 1 видно, что кривые имеют похожий характер: при увеличении мощности разряда до 800 Вт время впитываемости капли воды уменьшается и затем растет. Наилучший результат зафиксирован у образца, модифицированного потоком неравновесной низкотемпературной плазмы при мощности разряда 800 Вт в течение 7 минут.

Результаты по изменению времени впитывания капли воды со стороны нижнего слоя дермы представлены в рис 2.

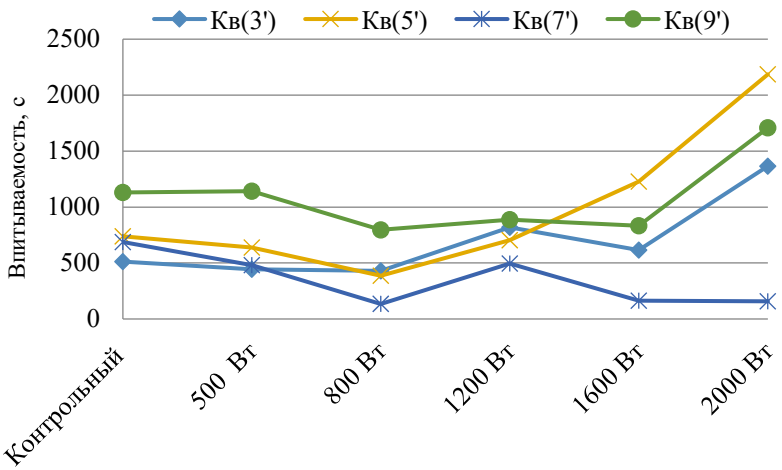


Рисунок 2. Изменение впитывающей способности нижнего слоя дермы в зависимости от мощности разряда плазмы и времени модификации

Из кривых, представленных на рис.2 видно, что время впитывания воды снижается при увеличении мощности разряда и достигает своего пика при 800 Вт, а дальнейшее увеличение мощности приводит к ухудшению впитывающей способности. Таким образом, наименьшее время впитывания воды наблюдается при мощности разряда 800 Вт и времени обработки 7 минут. Также хочется отметить, что время впитывания воды верхним слоем дермы контрольных образцов находится в диапазоне 230-640 с (в зависимости от топографии шкуры), а нижний слой дермы имеет значения 500-1100 с, значит по природе нижний слой дермы гидрофобнее верхнего.

Изменение впитывающей способности дермы в результате плазменной модификации связано с разделением надмолекулярной структуры коллагена (основного белка дермы), за счет нарушения слабых межмолекулярных связей [3]. Повышение гидрофильности дермы способствует лучшей диффузии рабочих растворов, вследствие чего происходит интенсификация жидкостных процессов и сокращение времени производственного цикла.

Литература:

[1] Абдуллин, И.Ш. Ресурсо- и энергосберегающие плазменные технологии производства материалов легкой промышленности / И.Ш. Абдуллин, Г.Р.

Рахматуллина [и др.] // Ресурсоэффективность в республике Татарстан. – 2009. - № 2. - С.34.
[2] Рахматуллина, Г.Р. Производство натуральной кожи с заданными свойствами за счет модификации ее наноструктуры высокочастотной плазмой пониженного давления / Г.Р. Рахматуллина // Мавлютовские чтения: сб. материалов всероссийской молодеж. науч. конф. – Уфа: Изд-во Уфим. гос. авиац. технич. ун-т, 2009. - С. 152-153.
[3] Рахматуллина, Г.Р. Структурные изменения кожевенных материалов под воздействием неравновесной низкотемпературной плазмы / Г.Р. Рахматуллина // Научная сессия КГТУ. – Казань, 2010. – С. 276-277.

Gulnaz-f@yandex.ru

ПЛАЗМЕННАЯ МОДИФИКАЦИЯ УГЛЕРОДНЫХ ВОЛОКОН ПРИ СОЗДАНИИ УГЛЕКОМПОЗИТОВ НА ОСНОВЕ ПЭЭК

П. В. Космачев[1]

[1]*Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, Томск, Россия*

Термопластичные полимерные композиты, армированные непрерывным волокном, активно исследуются в качестве нового конструкционного материала для различных экстремальных областей применения из-за их способности к переработке и исключительной устойчивости к повреждениям [1, 2]. Неполярная, химически инертная гладкая поверхность углеволокна плохо смачивается ПЭЭК. Расслаивание, вызванное плохой межфазной адгезией между волокном и матрицей ПЭЭК, сильно ограничивает их применение. Для решения данной проблемы применяются такие способы как поверхностная модификация волокна путем обработки плазмой, термоокисление, химическое травление, аппретирование различными связующими, имеющими хорошую совместимость с ПЭЭК [3-6].

Анализ литературы показал, что среди существующих физических методов высокоэнергетической обработки волокна одним из наиболее оптимальных с позиции эффективности от воздействия и технологичности метода является плазменная обработка. Среди доступного оборудования для работы по данному проекту была выбрана установка для обработки материалов низкотемпературной плазмой атмосферного разряда с убегающими электронами (atmospheric Discharge with Runaway Electrons – DRE) [7].

В ходе проведенных работ отработана методика обработки слоев волокна и изготовления композитов с модифицированными волокнами. Для оценки эффекта модификации углеродных материалов проводились измерения краевого угла смачивания. Было установлено, что плазменная обработка приводит к значительному повышению смачиваемости поверхности исследуемых материалов, при этом в значительной мере эффект становится заметен после 5 минут обработки. В ходе изучения изменения структуры модифицированных волокон методом сканирующей электронной микроскопии установлено, что плазменная обработка приводит к созданию более развитой поверхности (шероховатости), также наблюдается удаление слоя технического аппрета на углеродных

волокнах, что согласуется с данными ИК-спектроскопии. Изучение структуры композитов показало повышение уровня межфазной адгезии между обработанными в плазме волокнами и полимерной матрицей.
Механические испытания показали, что плазменная модификация углеродных и базальтовых волокон приводит к увеличению сдвиговой прочности и прочности при изгибе слоистых композитов, но снижает прочность при растяжении и прочность при сжатии.

Литература:

[1] Y. Zhang, W. Tao, Y. Zhang, L. Tang, J. Gu, Z. Jiang. Continuous carbon fiber/crosslinkable poly(ether ether ketone) laminated composites with outstanding mechanical properties, robust solvent resistance and excellent thermal stability // Composites Science and Technology. – 2018. – Vol. 165. – P.
[2] G. Rival, T. Paulmier, E. Dantras. Influence of electronic irradiations on the chemical and structural properties of PEEK for space applications // Polymer Degradation and Stability. – 2019. – Vol. 168. – P. 108943.
[3] E. A. M. Hassan, D. Ge, S. Zhu, L. Yang, J. Zhou, M. Yu. Enhancing CF/PEEK composites by CF decoration with polyimide and loosely-packed CNT arrays // Composites Part A: Applied Science and Manufacturing. – 2019. – Vol.
[4] 10. Xukang Wang, Zhigao Huang, Minlong Lai, Lin Jiang, Yun Zhang, Huamin Zhou. Highly enhancing the interfacial strength of CF/PEEK composites by introducing PAIK onto diazonium functionalized carbon fibers // Applied Surface Science. – 2020. – Vol. 510. – P. 145400.
[5] X. Zhao, D. Xiong, X. Wu. Effects of surface oxidation treatment of carbon fibers on biotribological properties of CF/PEEK materials // Journal of Bionic Engineering. – 2017. – Vol. 14. – P. 640–647.
[6] 18. C. Sun, J. Min, J. Lin, H. Wan. Effect of atmospheric pressure plasma treatment on adhesive bonding of carbon fiber reinforced polymer // Polymers. – 2019. – Vol. 11, Issues 1. – P. 11.
[7] А.С. Ложкомоев, Е.А. Глазкова, Е.Г. Хоробрая и др., Модификация поверхности полимерных волокон DRE-плазмой для адгезии частиц оксигидроксида алюминия // Известия высших учебных завекдений – Физика. – 2013. - Т.56. - №4 – с.22-26.

kosmachev@ispms.ru

ДИНАМИКА КОНТРАКЦИИ СФОКУСИРОВАННОГО МИКРОВОЛНОВОГО РАЗРЯДА В АЗОТЕ

А. И. Сайфутдинов[1], Е. В. Кустова[2]

[1]КНИТУ-КАИ им. А.Н.Туполева, Казань, Россия

[2]СПбГУ, Санкт-Петербург, Россия

В работе сформулирована самосогласованная модель формирования микроволнового разряда в азоте при средних давлениях. Модель включает в себя систему уравнений расширенной гидродинамической модели, уравнение баланса энергии для тяжелой компоненты плазмы, уравнение баланса колебательной энергии азота, систему уравнений Максвелла для описания СВЧ электромагнитного поля [1]. Кинетика элементарных процессов включает в себя механизмы быстрого нагрева газа [1,2], а также колебательно-поступательную релаксацию.

Численные эксперименты проведены по условиям экспериментальных исследований, проведенных в работе [3].

В результате численных расчетов представлена динамика, пробоя СВЧ-разряда и его вытягивания вдоль осциллирующего электрического поля. Продемонстрирована динамика перехода от диффузной в контрагированную (филаментированную) форму микроволнового разряда. Наблюдается количественное согласие по температуре газа и концентрации электронов с экспериментальными данными на временах больших 7 мкс [3]. Влияние малой примеси кислорода приводит к согласию с экспериментов на большем интервале исследуемых времен.

Литература:

[1] A. I. Saifutdinov and E. V. Kustova Dynamics of plasma formation and gas heating in a focused-microwave discharge in nitrogen //Journal of Applied Physics 129, 023301 (2021)

[2] N. A. Popov, “Investigation of the Mechanism for Rapid Heating of Nitrogen and Air in Gas Discharges”, Plasma Physics Reports. **27**, 886 (2001).

[3] Вихарев А.Л., Горбачев А.М., Ким А.В., Колысько А.Л. Формирование мелкомасштабной структуры СВЧ разряда в газе высокого давления // Физика плазмы, Т. 18, №1, 1992

as.uav@bk.ru

КОНЕЧНО-РАЗНОСТНАЯ СХЕМА И АЛГОРИТМ РЕШЕНИЯ ДВУМЕРНОЙ СИСТЕМЫ УРАВНЕНИЙ МАКСВЕЛЛА ДЛЯ ИНДУКТИВНО СВЯЗАННОЙ ПЛАЗМЫ

А. В. Герасимов[1*], А. П. Кирпичников[1], Я. Д. Лаптева[1], Ф. М. Туен[1]

[1]Казанский национальный исследовательский технологический университет, Казань, Россия

Хотя производство плазмы с помощью индуктивно связанного радиочастотного (высокочастотного (ВЧ)) разряда используется уже много десятилетий [1-3], индуктивно связанная плазма (ИСП) в последнее время вызывает значительно возросший интерес к ее новым приложениям. В течение многих лет ИСП высокого давления широко изучалась в целях ее применения для спектрально-химического анализа, для химического синтеза с помощью плазмы, для синтеза наноструктур в качестве газоразрядного источника света, а также для роста кристаллов и плазменного осаждения.

Профиль магнитной составляющей электромагнитного поля в индукторе определяется условиями поглощения электромагнитной энергии в проводящей зоне. Таким образом, при любых прочих условиях скорость изменения величины напряженности магнитного поля будет определяться электропроводностью газа. При давлениях порядка атмосферного и имеющих место концентрациях электронов плазма канала разряда является термически равновесной. В этом случае проводимость является однозначной функцией температуры и давления.

Ввиду такой однозначной зависимости появляется возможность проводить расчеты только в рамках системы уравнений Максвелла, описывающих электромагнитную картину, возникающую в индукторе плазмотрона, и получить информацию о электромагнитных и тепловых характеристиках ИСП.

Электромагнитные поля ИСП могут быть описаны системой двумерных уравнений Максвелла, записанной в цилиндрической системе координат:

$$\begin{cases} \frac{1}{r}\frac{\partial(rE_\varphi)}{\partial r} = \frac{\omega}{c} H_z \sin(\varphi_{Hz} - \varphi_E); \\ \frac{\partial \varphi_E}{\partial r} = -\frac{\omega}{c}\frac{H_z}{E_\varphi}\cos(\varphi_{Hz} - \varphi_E); \\ \frac{\partial H_z}{\partial r} = \frac{\partial H_r}{\partial z}\cos(\varphi_{Hz} - \varphi_{Hr}) + H_r \frac{\partial \varphi_{Hr}}{\partial z}\sin(\varphi_{Hz} - \varphi_{Hr}) - \frac{4\pi}{c}\sigma E_\varphi \cos(\varphi_{Hz} - \varphi_E); \\ \frac{\partial \varphi_{Hz}}{\partial r} = -\frac{1}{H_z}\frac{\partial H_r}{\partial z}\sin(\varphi_{Hz} - \varphi_{Hr}) + \frac{H_r}{H_z}\frac{\partial \varphi_{Hr}}{\partial z}\cos(\varphi_{Hz} - \varphi_{Hr}) + \frac{4\pi}{c}\sigma\frac{E_\varphi}{H_z}\sin(\varphi_{Hz} - \varphi_E); \\ \frac{1}{r}\frac{\partial(rH_r)}{\partial r} = -\frac{\partial H_z}{\partial z}\cos(\varphi_{Hz} - \varphi_{Hr}) + H_z \frac{\partial \varphi_{Hz}}{\partial z}\sin(\varphi_{Hz} - \varphi_{Hr}); \\ \frac{\partial \varphi_{Hr}}{\partial r} = -\frac{1}{H_r}\frac{\partial H_z}{\partial z}\sin(\varphi_{Hz} - \varphi_{Hr}) - \frac{H_z}{H_r}\frac{\partial \varphi_{Hz}}{\partial z}\cos(\varphi_{Hz} - \varphi_{Hr}). \end{cases} \quad (1)$$

Она включает шесть уравнений, которые содержат семь неизвестных величин $E_\varphi, \varphi_E, \varphi_{Hz}, H_r, \varphi_{Hr}, \sigma, H_z$. Значения поперечной составляющей магнитного поля H_z берутся из эксперимента. Тогда система является замкнутой и может быть использована для расчетов электромагнитных величин внутри разрядной камеры плазмотрона.

Для численных расчетов электромагнитных и теплофизических параметров ИСП-плазмы в индукторе конечных размеров воспользуемся системой уравнений, аналогичной системе (1), но записанной относительно производных по координате z. Полученная система уравнений имеет вид:

$$\begin{cases} \frac{\partial E_\varphi}{\partial z} = -\frac{\omega}{c} H_r \sin(\varphi_{Hr} - \varphi_E); \\ \frac{\partial \varphi_E}{\partial z} = \frac{\omega}{c}\frac{H_r}{E_\varphi}\cos(\varphi_{Hr} - \varphi_E); \\ \frac{\partial H_r}{\partial z} = \frac{\partial H_z}{\partial r}\cos(\varphi_{Hz} - \varphi_{Hr}) - H_z \frac{\partial \varphi_{Hz}}{\partial r}\sin(\varphi_{Hz} - \varphi_{Hr}) + \frac{4\pi}{c}\sigma E_\varphi \cos(\varphi_{Hr} - \varphi_E); \\ \frac{\partial \varphi_{Hr}}{\partial z} = \frac{1}{H_r}\frac{\partial H_z}{\partial r}\sin(\varphi_{Hz} - \varphi_{Hr}) + \frac{H_z}{H_r}\frac{\partial \varphi_{Hz}}{\partial r}\cos(\varphi_{Hz} - \varphi_{Hr}) - \frac{4\pi}{c}\sigma\frac{E_\varphi}{H_r}\sin(\varphi_{Hr} - \varphi_E); \\ \frac{\partial H_z}{\partial z} = \frac{1}{r}\frac{\partial(rH_r)}{\partial r}\cos(\varphi_{Hz} - \varphi_{Hr}) + H_r \frac{\partial \varphi_{Hr}}{\partial r}\sin(\varphi_{Hz} - \varphi_{Hr}); \\ \frac{\partial \varphi_{Hz}}{\partial z} = \frac{1}{H_z}\frac{1}{r}\frac{\partial(rH_r)}{\partial r}\sin(\varphi_{Hz} - \varphi_{Hr}) - \frac{H_r}{H_z}\frac{\partial \varphi_{Hr}}{\partial r}\cos(\varphi_{Hz} - \varphi_{Hr}). \end{cases} \quad (2)$$

Для аппроксимации производной $\frac{\partial H_r}{\partial r}$ используется центральная разность.

Для аппроксимации пятого и шестого уравнений системы используется схема с половинным весом.

Алгоритм решения системы дискретных уравнений следующий. Вначале делается шаг по координате z и из уравнений для напряженности электрического поля, фазы магнитного поля и фазы электрического поля находятся радиальные распределения $E_{\varphi(i,j)}, \varphi_{E(i,j)}, \varphi_{Hz(i,j)}$.Затем решаются уравнения для продольной и радиальной напряженности магнитного поля. Уравнение для H_z решается методом деления отрезка пополам. Из

решения этих уравнений находятся радиальные распределения величин $H_{r(i,j)}, \varphi_{Hr(i,j)}$.Затем вновь делается шаг по координате z и аналогичная процедура повторяется снова. Таким образом рассчитываются радиальные профили величин $E_{\varphi}, \varphi_{У}, \varphi_{mШ}, H_r, \varphi_{Hr}, \sigma$ для каждого сечения индуктора. Границы расчетной области находились в пределах от r=0 см на оси индуктора до r=3,2 см вблизи стенки индуктора по координате r, и по координате z от z=0 см в центральном сечении индуктора и до z=7 см на выходе индуктора. Шаг Δr по координате r и Δz по координате z принимался равномерным и был равен 0,1 см. После решения системы уравнений результаты этого решения вблизи оси (а именно до r=1,1 см) заменялись для каждого сечения результатами расчета по аналитическим зависимостям $E_{\varphi}(r,z), \varphi_E(r,z), H_z(r,z), \varphi_{Hz}(r,z), H_r(r,z), \varphi_{Hr}(r,z)$. [4-5]. Получены радиальные распределения величин H_z, E_{φ}, $\varphi_E, \varphi_{Hz}, \varphi_{Hr}$, $\Delta\varphi_1 = \varphi_{Hz} - \varphi_E$, $\Delta\varphi_2 = \varphi_{Hz} - \varphi_{Hr}$ для различных сечений индуктора. Затем производился расчет значения удельной электропроводности σ и используя зависимость σ(T) находились радиальные распределения температуры для каждого сечения индуктора.
Данная модель может, используя минимальную экспериментальную информацию о профиле продольного магнитного поля в разряде позволить рассчитать основные параметры плазмы в разряде и восстановить его структуру.

Литература:

[1] Рыкалин Н.Н., Сорокин Л.М. Металлургические ВЧ-плазмотроны. Электро- и газодинамика. М.: Наука, 1987. 164 с.
[2] Дресвин С.В. Основы теории и расчета высокочастотных плазмотронов. Л.:Энергоатомиздат, 1991. 312 с.
[3] Спектральный анализ чистых веществ/ Под ред. Зильберштейна Х. И. СПб.: Химия, 1994. 335 с.
[4] Кирпичников А. П. Структура квазистационарного электромагнитного поля высокочастотного индукционного разряда вблизи оси плазменного сгустка // ТВТ. 1995. № 1. Т. 33. С.139-140.
[5] Кирпичников А.П., Герасимов А.В. Структура высокочастотного индукционного разряда вблизи оси плазмоида в случае индуктора конечных размеров // “Плазмотехнология-95”. Сб. Научн. Трудов. Запорожье, 1995. С. 28-29.)

*aleks_gerasimov@mail.ru ** yana1590159@mail.ru *** phamminhtuyen@ukh.edu.vn

ПОЛУЧЕНИЯ НАНОРАЗМЕРНОГО ДИОКСИДА КРЕМНИЯ НА ЭЛЕКТРОПЛАЗМЕННОЙ УСТАНОВКЕ

В. В. Шеховцов[1], Н. К. Скрипникова[1], О. А. Кунц[1], А. Б. Улмасов[1]

[1]Томский государственный архитектурно-строительный университет, Томск, Россия

На сегодняшний день расширяется ассортимент различного состава нанопорошков, наиболее емким представляется рынок нанодисперсного порошка диоксида кремния [1-2]. Диоксид кремния – это кристаллическое твёрдое вещество, не имеющее цвета и запаха. Диоксид кремния наиболее широко используется в электронике и оптике, в получение абразивов, красок и пластического наполнителя, для покрытия и грунтовки строительных материалов, за счет большой поверхности раздела фаз улучшает реакционную способность других материалов [3-5]. Существующие методы для получения оксидных нанопорошков, применяются в различных отраслях промышленности. Основными методами получения этого материала в настоящее время являются лазерная абляция, плазмохимический синтез и анодное электрохимическое травление с получением диоксида кремния [6]. Основными недостатками этих методов являются необходимость использования сложного оборудования, низкая производительность. Наибольший интерес в настоящие время представляет электроплазменный способ получения наночастиц диоксида кремния [7]. В качестве сырья для получения диоксида кремния использовался кварцевый песок. Электроплазменная установка для получения наноразмерного диоксида кремния разработана в лаборатории «Плазменные технологии» Томского государственного архитектурно-строительного университета. На рисунке 1 представлены фотографии общего вида, процесса работы установки и полученный нанопорошок SiO_2.Установка состоит из катодного и анодного узла. В качестве катодного узла применяется электродуговой плазмотрон ВПР-410 (катод). Анодный узел выполнен из графитового тигля, установленного в основании реактора. Полезный объем плазменного реактора составляет $6{,}9 \cdot 10^{-3}$ м^3. В таблице 1 представлены оптимальные параметрические характеристики работы лабораторной электроплазменной установки, позволяющие добиться максимального выхода целевого продукта (нанопорошка SiO_2), при этом сохраняются условия стабильности работы установки.

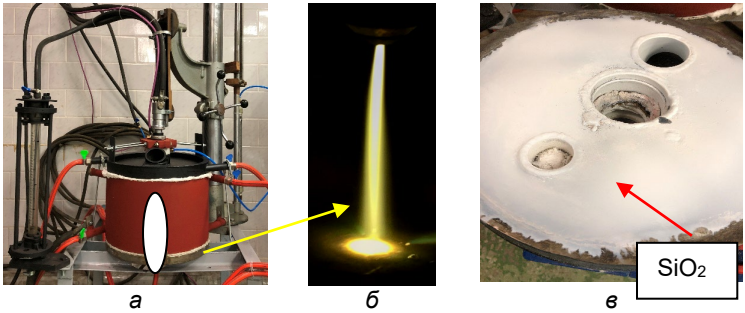


Рисунок 1. Электроплазменная установка по получению нанорошка SiO_2: а – общий вид; б – имитация плазменной струи, находящейся в реакторе; в – крышка реактора с осажденным нанорошком (белый налет).

Таблица 1. Параметрические характеристики работы установки

Условное обозначение	Значение	Единицы измерения
I	250	А
U	100	В
η	0.71	
H_g	14.522	МДж/кг
T_g	5481	К

I – сила тока, U – напряжение, η – тепловое КПД, H_g – энтальпия плазмы, T_g – среднемассовая температура плазмы.

Для подтверждения о наноразмерности полученного порошка и оценки его морфологических особенностей был проведен анализ нанопорошка диоксида кремния. На рисунке 2 приставлены характерные изображения полученного наноразмерного диоксида кремния с помощью просвечивающего электронного микроскопа (ПЭМ).

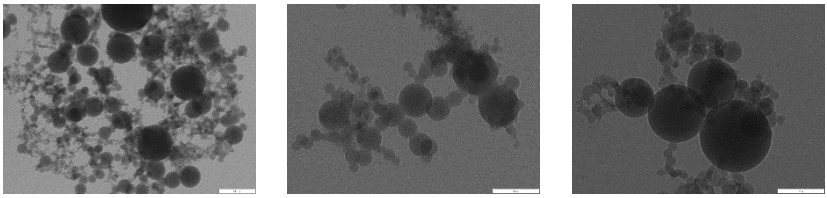


Рисунок 2. Характерные ПЭМ изображения полученного наноразмерного диоксида кремния.

Из которого следует, что полученный порошок представлен сферическими полидисперсными частицами склонных к агломерации.

Проведенная оценка распределения частиц по размерам свидетельствует о том, что большая их часть (93÷95 %) находится в интервале до d_p~100 нм.

Таким образом, была разработана лабораторная электроплазменная установка для получения наноразмерного диоксида кремния. Установлено, что при оптимальной рабочей мощности электродугового плазмотрона 25 кВт возможно получения наноразмерного диоксида кремня.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №20-79-10102)

Литература:

[1] Кузнецов Д.В., Миляева С.И., Юдин А.Г. и д.р. Свойства нанопорошков кремния, полученных химико-термическим методом // Российские нанотехнологии. 2013. Т. 8, № 1/2. С. 52-55

[2] Космачев П. В., Власов В. А., Скрипникова Н. К. Исследование структуры и свойств нанопорошка SiO_2 полученного плазменным методом из природных высококремнеземистых сырьевых материалов // Известия вузов. Физика. – 2017. – Т. 60, № 2. – С. 46–50.

[3] Shekhovtsov V.V., Skripnikova N.K., Volokitin O.G. Phase transitions in SiO_2nanopowder synthesized by electric arc plasma // IEEE Transactions on Plasma Science, 2021, 49(9), с. 2618-2623

[4] *Космачев П.В.* Получение наноразмерного диоксида кремния в плазме дугового разряда. // В сборнике: перспективы развития фундаментальных наук. сборник научных трудов XIV Международной конференции студентов, аспирантов и молодых ученых. Национальный исследовательский Томский политехнический университет. 2017. С. 171-173.

[5] *Седунов С.Г., Ступникова М.П., Демидов О.М., Тараскин К.А., Козырева А.В., Филатов Е.В.* Разработка способа получения наноразмерных коллоидных систем на основе диоксида кремния. // Молекулярные технологии. 2011. Т. 5. С. 263-275.

[6] Способ получения нанопорошка диоксида кремния
Власов В.А., Космачев П.В., Скрипникова Н.К., Волокитин Г.Г., Волокитин О.Г., Безухов К.А.Патент на изобретение RU 2588208 C1, 27.06.2016. Заявка № 2015115440/05 от 23.04.2015

[7] *Иванов Л.А., Муминова С.Р.* Новые технические решения в области нанотехнологий. часть 5. // Нанотехнологии в строительстве: научный интернет-журнал. 2016. Т. 8.№ 6. С. 65-82.

*kunts.98@mail.ru

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ МОЩНЫХ ПЛАЗМЕННЫХ ПОТОКОВ С MO/SI МНОГОСЛОЙНЫМИ ПОКРЫТИЯМИ

А. С. Скрябин[1], В. Д. Телех[1], А. В. Павлов[1], П. А. Цыганков[2], А. Г. Турьянский[3], В. М. Сенков[3]

[1]МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, РФ

[2]Universidad Industrial de Santander, Bucaramanga, Colombia

[3]ФИАН им. Лебедева, Москва, РФ

В настоящее время наблюдается существенный интерес к разработке новых источников УФ и ВУФ излучения для разнообразных литографических приложения [1]. Компрессионные плазменные потоки рассматриваются как перспективные для этих целей [2]. В данной работе в качестве источника плазмы и излучения использован коаксиальный магнитоплазмодинамический компрессор с аблирующей фторопластовой вставкой. Особенность такого устройства является способность генерации мощного (с плотностью радиационного потока не менее 10^7 Вт/см^2) широкополосного излучения, чей спектр определяется пропускательной способностью газовой среды в камере. Так при использовании инертных газов могут быть зарегистрированы кванты с максимальной энергией порядка первого потенциала ионизации. Для кислородосодержащих смесей пропускание ограничено линиями Шумана-Рунге. В качестве модельных тонкопленочных образцов в работе использованы многослойные покрытия на основе пары Mo/Si, полученные методов магнетронного напыления на подложке из аморфного оксида кремния. Число бислоёв было 300 при толщине бислоя 10 нм (толщина слоя Mo ≈6 нм). Свойства исходных образцов и после однократной экспозиции в неоне и воздухе были исследованы методами рентгеноструктурного анализа и рентгеновской рефлектометрии на приборе Compleflex-5 (на линиях CuKα и CuKβ).

В результате проведенных экспериментов показано, что при экспозиции в неоне (с энергией квантов не более 21.5 эВ) многослойное покрытие существенно деградировало (см. Рисунок 1), что выражалось в растрескивании и слущивании покрытия. При этом никаких фазовых превращений обнаружено не было. При воздействии на воздухе (с энергией квантов не более ≈6 эВ) покрытие практически никак не деградировало и сохраняло свои особенности внутренней структуры.

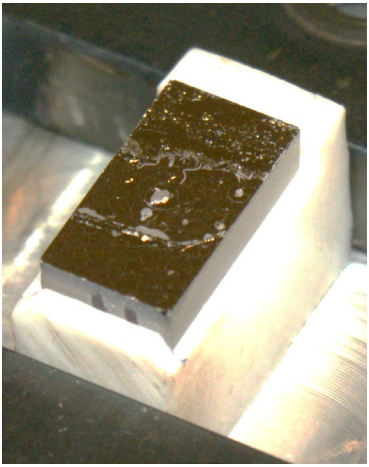


Рисунок 1. Результат однократной экспозиции ВУФ/УФ на многослойное покрытие Mo/Si

В докладе также обсуждаются особенности оптической диагностики [3] процессов взаимодействия потоков ВУФ/УФ с указанными покрытиями и их роль в оценке деградации таких систем.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и Госкорпорации «Росатом» в рамках научного проекта № 20-21-00087.

Литература:

[1] Wu B. and Kumar A. Extreme ultraviolet lithography: A review // J. Vac. Sci. Technol. B 25, 1743 (2007)

[2] Protasov Yu.S., Protasov Yu.Yu., Telekh V.D., Shchepanyuk T.S. Plasmadynamic light sources of high spectral brightness and shock waves generators / Enciclopedia of Low Temperature Plasma. Vol IX-4. Plasma aerodynamics. Moscow: Yanus-K, 2014. P. 383-436.

[3] Pavlov A.V., Protasov Yu. Yu., Telekh V.D., Shchepanuk T.S. Laser holographic interferometry of short ultraviolet radiation with high power density interaction with condensed metters (2019). Scientific Visualization 11.3: 111 - 125

terra107@yandex.ru

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО РАЗРЯДА С ЖИДКИМИ ЭЛЕКТРОДАМИ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ НА УГЛЕРОДНОЕ ВОЛОКНО

Х. И. Хазеев[1], Р. Р. Каюмов[1], А. А. Низамеев[1], М. Р. Ахатов[1]

[1]КНИТУ-КАИ, Казань, Россия

На сегодняшний день во всем мире широко используют композитные материалы, которые помогают снизить вес и повысить эксплуатационные характеристики различных деталей и узлов, которые применяются в космической индустрии, авиационной технике, в машиностроение, энергетике, судостроение, строительстве, нефтегазовой отрасли и даже среди спортивных товаров.

Композиционные материалы на основе полимерных связующих, армированных углеродными волокнами, обладают уникальным комплексом технически ценных свойств, таких как: высокий показатель удельной прочности, низкое относительное удлинение при деформации, высокие термостойкость и электропроводность. Одним из важнейших параметров, оказывающих влияние на прочность углепластика, является адгезия углеродного волокна к полимерной матрице. Для повышения адгезии предлагается проводить модификацию поверхности углеродного волокна такими методами, как термохимическая или плазменная обработка поверхности волокон. Перечисленные методы повышают прочность композитных материалов по сравнению с необработанным волокном[1]. Существует ряд методик по обработке углеродного волокна, одним из перспективных направлений считается применение низкотемпературной плазмы электрического разряда[2].

Экспериментальные исследования разряда проводились между струйным катодом и жидким анодом при атмосферном давлении в диапазоне напряжения U=100÷1300В и тока разряда I=0.02÷1.8А при воздействие на углеродное волокно. В качестве жидких электродов использовался 20% раствор NaCl в технической воде. Длина струи варьировалась l_c=10÷50мм, диаметр струи d_c=1÷3мм.

Экспериментальная установка состоит из разрядной камеры, источника питания.

В ходе экспериментальных исследований электрических разрядов между жидким электродами при обработке углеродного волокна выявлена оптимальная форма разряда рис.1., сила тока в диапазоне

I=0.7÷0.95A; напряжение U=450÷580В; длинна струи l_c=20мм, диаметр струиd_c=2мм,

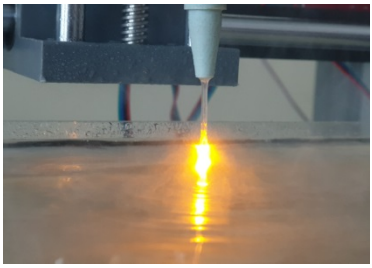


Рисунок 1. Форма электрического разряда между струйным катодом и жидким анодом при атмосферном давлении.

В этом режиме горения электрического разряда между струйным электролитическим катодом и жидким анодом при атмосферном давлении изменилась прочность на растяжение, по сравнению с необработанным образцом на 7% при длительности времени обработке 30с.

Литература:

[1] Страхов И.С., Губанов А.А., Устинова М.С., Кривцов Д.И., Варшавский В.Я., Ваграмян Т.А, Коршак Ю.В. Электрохимическая модификация поверхности углеродного волокна на основе полиакрилонитрила // «Наука и образование» 2013 №9. с. 29-42

[2] High frequency electric discharge between jet and solid electrodes Kuputdinova, A.I.,Akhmadullina, L.I.,Zheltukhin, V.S.,.Gaysin, F.M.,Gaysin, Az.F./ Journal of Physics: Conference Series, 2020, 1588(1), 012010

[3] Some Features of Dielectric Barrier Discharge with Liquid and Solid Electrodes Bagautdinova, L.N., Sadriev, R.S., Gaysin, A.F., ...Leushka, M.A., Gaysin, A.F. High Temperature, 2019, 57(6), стр. 944–947

[4] Electrolyte-plasma product treatment Akhmadullina, L.I., Gaisin, Al.F., Gaisin, Az.F., Kashapov, N.F., Zheltukhin, V.S. Journal of Physics: Conference Series, 2020, 1588(1), 012012

[5] Features of a Low-Power, Low-Frequency, AC Arc between Solid and Liquid Electrodes Bagautdinova, L.N., Sadriev, R.S., Gaysin, A.F., ...Gaysin, F.M., Mastyukov, S.C. High Temperature, 2020, 58(3), стр. 441–443

rushan_250189033@mail.ru

СВОЙСТВА ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО РАЗРЯДА МЕЖДУ СТРУЙНЫМ АНОДОМ И ЭЛЕКТРОЛИТИЧЕСКИМ КАТОДОМ

М. Ф. Ахатов[1], Р. Марданов[1], Р. К. Галимова[1], А. А. Низамеев[1]

[1]КНИТУ-КАИ, Казань, Россия

Впервые электрические разряды (ЭР) в воде были осуществлены более 200 лет назад. Однако, возникающие при этом мощные гидродинамические импульсы не нашли практического применения в те года. Эффект такого вида разряда был надолго забыт. В дальнейшем, при создании мощных высоковольтных установок вновь столкнулись с электрическими разрядами в жидкостях. Разрушающее действие, возникающее при электрическом пробое диэлектрических жидкостей, сформировало устойчивое мнение о бесперспективности ЭР в жидкости. Многие десятилетия это мнение сохранялось среди ученых и инженеров электриков [1].

Развитие техники вновь обратило внимание на ЭР в жидкостях так, как данный вид разряда и разрабатываемые на их основе устройства являются наиболее дешевыми и экологически чистыми [2]. В настоящее время проводятся интенсивные экспериментальные исследования электрического разряда между струей с электролитическим катодом и металлическим анодом при атмосферном и пониженном давлениях, в которых в качестве жидкого электрода используется слабопроводящая жидкость (водные растворы, электролиты, техническая и водопроводная вода). В основном в существующих исследованиях в качестве электролитов применяются водные растворы солей [3]. Однако существует большое количество разновидностей электролитов, которые отличаются друг от друга. своими химическими составами, а значит и физическими и химическими свойствами..

Экспериментальная установка и методика эксперимента

Экспериментальная установка с металлическим и электролитическим электродами (см.рис.1) состоит из систем электрического питания, электролитической ванны, контрольно-измерительной аппаратуры. Источник питания 1 обеспечивает подачу постоянного напряжения по токоподводам 2 на разрядный промежуток стальная пластинка 4. Ванна 3 служит как емкость для накопления

электролита. Электрод 5 обеспечивает токоподвод к разделительной воронке 8 с электролитом 7, закрепленная на штативе 9. Расход электролита регулируется вентилем 6. Вытяжка 10 служит для отсоса из рабочей зоны образовавшихся газов. Диапазоне параметров напряжений разряда Up=0÷1,5 кВ, токов I=0,01÷2 А.

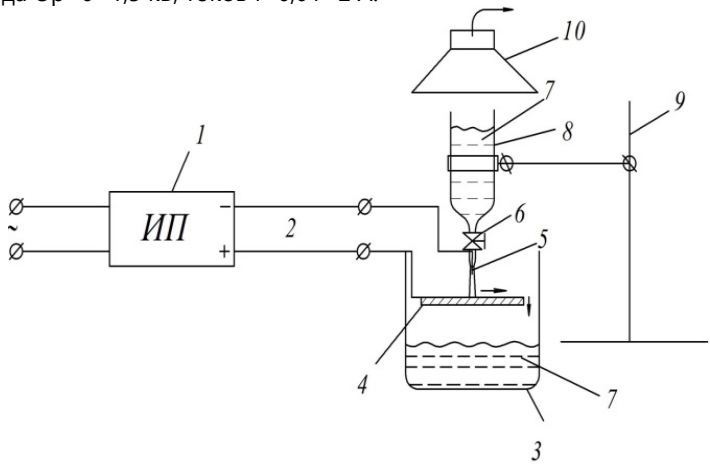


Рисунок 1. Функциональная схема установки.

Эксперимент

Разряд зажигался между электролитическим

катодом и твердым анодом при атмосферном давлении, в качестве струйного электролитического катода использовался раствор NH4NO3 (аммиачная селитра) в воде различной концентрации, анодом служила пластинка из электротехнической стали.

Обсуждение экспериментальных данных

Некоторые режимы горения разряда приведены в таблице 1.

Таблица 1. Режимы горения разряда

I, мА	60	200	240	280	500
U,В	840	811	780	730	500
lc, мм	100	10	120	40	20
dc, мм	2	2	2	2	2
G, г/с	1,82	1,82	1,82	1,82	1,82
Концентрация электролита,%	26	26	20	26	20

На рисунках 2-7 представлены ВАХ электрического разряда между струйным электролитическим катодом и металлическим анодом для различных длин струй l, диаметра dc, и расхода электролита G.

Рисунок 2 ВАХ электрического разряда между струйным электролитическим катодом и твёрдым анодом при lc =20 мм, dc=2 мм и G= 1,82 г/ с для различной концентрации электролита.

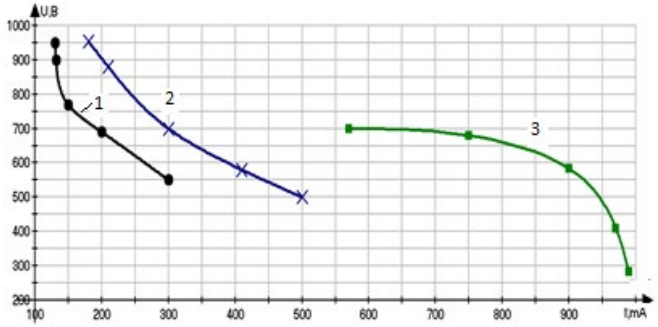


Рисунок 2. ВАХ электрического разряда между струйным электролитическим катодом и твёрдым анодом при lc =20 мм, dc=2 мм и G= 1,82 г/ с 1-26 %; 2-20%; 3-13%.

Из анализа экспериментальных данных рисунка 2 видно, что для графиков 1 и 2 приконцентрации электролита 26 % и 20% с ростом величины тока I разряда напряжение U разряда уменьшается, т.е. ВАХ имеет падающий характер.

При уменьшении концентрации электролита до 13% график 3 ВАХ разряда на участке от 570 мА 750 мА имеет прямолинейный характер(ЭР горит стабильно). Дальнейшее увеличение тока от 750 до 900 мА приводит к плавному уменьшению напряжения разряда. Увеличение тока от 900 мА до 1 А приводит к резкому уменьшению напряжения (ЭР горит не стабильно).

На рисунке 3 изображена ВАХ электрического разряда между струйным электролитическим катодом и твёрдым анодом, для водного раствора NH4NO3 различной концентрации при lc =40 мм.

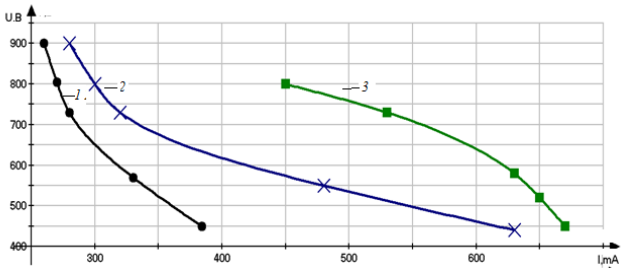


Рисунок 3. ВАХ электрического разряда между струйным электролитическим катодом и твёрдым анодом при l=40 мм, dc=2 мм и G= 1,82 г/ с 1-26 %; 2-20%; 3-13%.

Из рисунка видно при концентрациях электролита 26 % и 20% ВАХ практически одинаковые, т.е. имеет падающий характер. В отличии от ВАХ при длине струи 20 мм 13% раствор электролита не имеет участков прямолинейности. С увеличением тока напряжение плавно убывает.

На рисунках 5 показан ВАХ и разряд при длине струи l=80 мм, dc=1,5 мм и G= 1,82 г/ с...

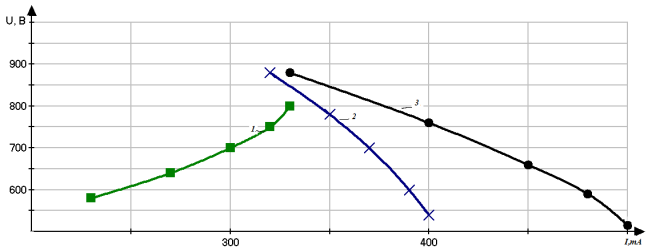


Рисунок 4. ВАХ электрического разряда между струйным электролитическим катодом и твёрдым анодом при l=80 мм, dc=1,5 мм и G= 1,82 г/ с. 1-13%.; 2-20%; 3-26 %

Как видно, на рисунках имеются графики ВАХ как возрастающего характера для 13 % раствора (ЭР не наблюдается), так и убывающего 20 и 26 % растворы. Это определяется устойчивостью горения разряда. При увеличении длины струи разряда, он начинает гореть не стабильно, и

разряд возникает не только на границе струя-металл, но и вдоль струйного электролитического катода.

Вывод

Состав электролита и его концентрация влияют на горения ЭР в струйном электролитическом катоде. От длины струи зависит форма разряда и его ВАХ.Экспериментальная установка и методика эксперимента

Литература:

[1] Kayumov, R.R. Experimental study of the effect of electric discharge on carbon fiber/Zakirov, J.U., Kayumov, R.R., Khazeev, K.I.// Journal of Physics: Conference Seriesthis link is disabled, 2021, 1870(1), 012007

[2] Akhatov M.F. Glycerine as an electrolytic electrode/ Sh Akhatov, G., Kayumov, R.R., Valeeva, R.R., Akhatov, M.F.//Journal of Physics: Conf. Series . 2019.V. 1328 Is.1,01200410

[3] Bagautdinova, L.N. Low-Power Electric Discharges with Metallic, Dielectric, and Electrolytic Electrodes at Low Frequencies and Atmospheric Pressure / Gaisin, A.F., Sadriev, R.S., Bagautdinova, L.N., Nasibullin, R.T., Gaisin, F.M., Mastyukov, S.C. // High Temperature, 2020, 58(6), pp. 777–780

[4] Galimova, R.K. Calculation of portable properties of some real gas mixtures at high temperatures / Takseitov, R.R., Galimova, R.K., Yakupov, Za.Y. // Journal of Physics: Conference Series, 2020, 1588(1), 012065

[5] Fakhrutdinova, I.T. Characteristics of the Development of Electric Discharge between Jet Anode and Liquid Cathode / Galimzyanov, I.I., Gaisin, A.F., Fakhrutdinova, I.T., Shakirova, E.F., Akhatov, M.F., Kayumov, R.R. // High Temperature, 2018, 56(2), pp. 296–298

[6] Tsareva, A.M. Determination of natural frequencies and vibration modes of a constant thickness centrally secured disk / Makaeva, R.Kh., Tsareva, A.M., Karimov, A.Kh. // Russian Aeronautics, 2008, 51(1), pp. 53–59

ВОЗДЕЙСТВИЕ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЕННОЙ СТРУИ НА БАКТЕРИИ В ПОЛОСТИ РТА.

С. В. Гайнуллина[1]

[1]*КНИТУ-КАИ им.А.Н. Туполева, Казань, Россия*

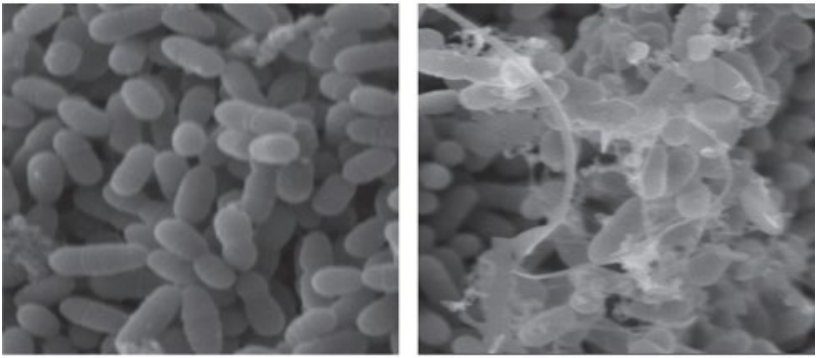
Плазменная медицина – одно из наиболее современных синтетических (междисциплинарных) научных направлений, сформировавшихся на стыке физики плазмы и биомедицины, занимающееся фундаментальными и прикладными вопросами взаимодействия плазмы и живой материи. При этом наибольшее внимание исследователей привлекает область плазменной медицины, связанная с раскрытием биологических и саногенетических эффектов холодной плазмы. Под холодной плазмой понимается низкотемпературная газоразрядная плазма, температура тяжелой компоненты (температура нейтральных частиц) которой близка комнатной (не превышает 40-60 С) [1]. В последние годы интерес к холодной атмосферной плазме резко вырос, а область применений её растёт непрерывно.

Стандартные процедуры очистки и дезинфекции полости рта основаны на использовании лазерного устройства, механического удаления инфекции или использовании противомикробных растворов. Однако первые две процедуры могут вызвать термическое или механическое повреждение тканей. Этот риск может быть значительно снижен с помощью устройств холодной атмосферной плазмы [2]. Еще одним преимуществом этого устройства является то, что его разряд можно относительно легко наносить на неровные поверхности и недоступные участки полости рта. Также можно применить это устройство для лечения зубных каналов. Кроме того, бактериальные штаммы, часто присутствующие в стоматологической биоплёнке, обладают повышенной невосприимчивостью организма. Пренебрежение удалением зубной биопленки может привести к серьезным заболеваниям, включая аспирационную пневмонию, эндокардит и другие системные нарушения.

В своем эксперименте я использовала один вида патогенных микроорганизмов полости рта. Streptococcus mutans (штамм NBRC13955) является грамположительными факультативной анаэробной бактерией. Бактерии хранились при температуре -150 °С. Перед культивированием были разморожены. Как показано на рис. 1, облучение плазмой Streptococcus mutans частично привело к значительному изменению

размера клеток и морфологическому изменению по сравнению с необработанными элементами. Без воздействия плазмы (рис. 1а) клеточная структура бактерий, по-видимому, не повреждена. В то время как в группе, облученной плазмой, были замечены повреждения на стенках клеток с утечкой биожидкости и фрагментами клеток (рис. 1б).

Благоприятный результат моего исследования говорит о том, что плазменная струя обладает большим потенциалом для использования в области лечения зубов.



а) б)

Рисунок 1. Сравнение Streptococcus mutans а) без воздействия плазмы б)с воздействием плазмы

Литература:

[1] Кадомцев, Б.Б. Вопросы теории плазмы / Б.Б. Кадомцев. - М.: КД Либроком, 2016. - 239 с.

[2] Ranjan, R.; Krishnamraju, P.V.; Shankar, T.; Gowd, S. Nonthermal Plasma in Dentistry: An Update. J. Int. Soc. Prev. Community Dent. 2017, 7, 71–75

sabinazaz@mail.ru

ОБОСНОВАНИЕ ВЫБОРА ОПТИМАЛЬНОЙ КОНСТРУКЦИИ ОБОРУДОВАНИЯ ДЛЯ ЭЛЕКТРОЛИТНО-ПЛАЗМЕННОЙ ПОЛИРОВКИ

Б. Х. Тазмеев[1], О. Н. Соколенко[1], В. М. Погосян[1]

[1]Кубанский государственный аграрный университет им. И. Т. Трубилина, Краснодар, Россия

Аннотация: Предложена модернизированная функция Харрингтона с тремя зонами оценочных показателей: отлично-хорошо-удовлетворительно для принятия решения по выбору лучшей конструкции оборудования для электролитно-плазменной полировки. Функция желательности Харрингтона используется только на участке 0.2 – 0.8, в интервале которого располагается система j-ых оценочных показателей со своими единицами измерений (максимальная площадь полировки за одну загрузку, объем рабочей ванны, мощность установки, площадь, занимаемая установкой вместе с зоной обслуживания, стоимость).

Получены зависимости для перевода значений экспериментальных оценочных показателей на безразмерную шкалу, ограниченную диапазоном функции желательности 0.2 – 0.8. Методом парного сравнения оценочных показателей определено их ранговое место, коэффициент весомости каждого показателя, используемого при расчете обобщенного критерия комплексной оценки каждого комплекта оборудования для электролитно-плазменной полировки (устройства). Максимальное значение критерия определяет лучшую конструкцию устройства из альтернативных вариантов. Проанализированы значения обобщенного критерия комплексной оценки устройств (D_i^k) с учетом коэффициентов весомости и без них (среднегеометрическое значение критериев). При использовании последнего получена более существенная разница между сравниваемыми конструкциями насосов. Такое сравнение может быть применимо для проведения сравнительных испытаний оборудования для электролитно-плазменной полировки (максимальная площадь полировки за одну загрузку, объем рабочей ванны, мощность установки и др.).

Целью исследования является обоснование выбора конструкции оборудования для электролитно-плазменной полировки при помощи модернизированной функции Харрингтона.

Ключевые слова: электролитно-плазменная полировка, обобщенный критерий оценки, функция Харрингтона, оценочные показатели, весомость параметров.

1. Введение. Полировка металлов и сплавов электролитно-плазменным методом является эффективным технологическим процессом, который позволяет экономить используемые ресурсы и имеет высокие экологические и экономические показатели. Относительно новая высокопроизводительная и экологически чистая технология позволяет обрабатывать в водных растворах солей изделия из нержавеющих и углеродистых сталей, медных и алюминиевых сплавов, латуни, цинка, титана, кремния. Такая технология обработки материалов имеет достаточное количество преимуществ по сравнению с традиционной электрохимической полировкой в растворах кислот, имеющих высокую концентрацию. Кроме экономии материальных, финансовых ресурсов и высокой производительности, электролитно-плазменный метод полировки имеет лучшие технические характеристики и позволяет получить высокое качество обработанной поверхности: скорость обработки изделия, класс чистоты поверхности, отсутствие внедрения частичек абразива, обезжиривание поверхности.

Исследованию плазменных методов обработки материалов посвящено множество исследовательских работ [1-9].

Плазменная полировка металлов и сплавов может быть осуществлена при помощи газового разряда атмосферного давления с жидким электродом [10-16].

2. Материалы и методы: В качестве критерия оценки лучшего варианта оборудования для электролитно-плазменной полировки принят обобщенный критерий комплексной оценки, рассчитанный с использованием функций Харрингтона [17, 18]:

$$D_i = \sqrt{\prod_1^n d_{ij}^{kj}} \to 1.0 \quad (1)$$

где D_i – обобщенный показатель комплексной оценки i-ой машины;

d_{ij} – желательность каждого j-го оценочного показателя i-ой машины;

n – количество i-ых машин;

k_j – коэффициент весомости каждого j-го оценочного показателя.

В таблице 1 представлены модели рассматриваемых i-ых устройств, система j-ых оценочных показателей качества, полученные на основе анализа их технических характеристик и обобщенные критерии комплексной оценки с учетом коэффициентов весомости (D_i^k) и без них (D_i).

Модернизация функции Харрингтона заключается в ее математическом выражении (2) и графическом представлении (рисунок 1):

$$d(y') = e^{-e^{-(y'-2)}} \quad (2)$$

где $d(y')$ - функция желательности каждого j-го оценочного показателя, переведенного на безразмерную шкалу y' из системы шкал (A, A/) с натуральными значениями этих показателей.

Все оценочные показатели ограничены на своих шкалах (A, A/) отрезком BC (рисунок 1), который в свою очередь ограничен значениями функции желательности $d(y')$ в интервале 0.2…0.8, спроектированных на ось y'. Точка B отрезка BC характеризует минимальные значения каждого j-го показателя, а точка C - максимальные.

Натуральные значения j-ых оценочных показателей шкалы A и A/ переводятся на безразмерную шкалу (y') по формулам перевода (3…7) для расчета функции желательности $d(y')$:

- для максимальной площади полирования за один цикл (S_{max}, cm^2):

$$y_1' = 0.0031x_{1,j} + 0.363 \text{, (3)}$$

- для производительности (P_r, m^2/h):

$$y_2' = 0.076x_{2,j} + 0.04 \text{, (4)}$$

- для мощности установки (P, kW):

$$y_3' = 0.1235x_{3,j} - 2.0575 \text{, (5)}$$

- для площади, занимаемой установкой (S_{in}, m^2):

$$y_4' = -0.222x_{4,j} + 4.41 \text{, (6)}$$

- для стоимости (C, €)

$$y_5' = -2.27x_{5,j} + 3.75 \quad (7)$$

Таким образом все значения j-ых оценочных показателей с единицами измерений на семействе шкал A и A/ (рисунок 1) переводятся с использованием прямой BC на шкалу y' в интервале 1.524 - 3.5 (рисунок 1) и далее на кривую желательности $d(y')$ Харрингтона по расчетным формулам (3 - 7).

Обобщенный критерий комплексной оценки i-го насоса определяется по выражению (1) с учетом коэффициента весомости k_j оценочных показателей - (D_i^k) или без учета - (D_i). Критерии оценки устройств приведены в таблицах 1 и 2.

Таблица 1. Оценочные j-е показатели рассматриваемых устройств

Вариант установки (*i*)	Модель установки	Оценочные показатели (*j*)				
		S_{max}, cm^2	P_r, m^2/h	P, kW	S_{in}, m^2	C, €
1	*ЭПП-1000/2000*	40000	8.0	2000	34	43400
2	*ЭПП-400/500*	10000	4.2	500	18	20000
3	*PlasmaC-III*	4000	3.2	250	15	28900
4	*PlasmaC-V*	20000	6.0	800	32	50500
5	*УПП-630*	11000	4.6	630	16	22500
	Коэффициент весомости	0.3	0.3	0.1	0.1	0.2

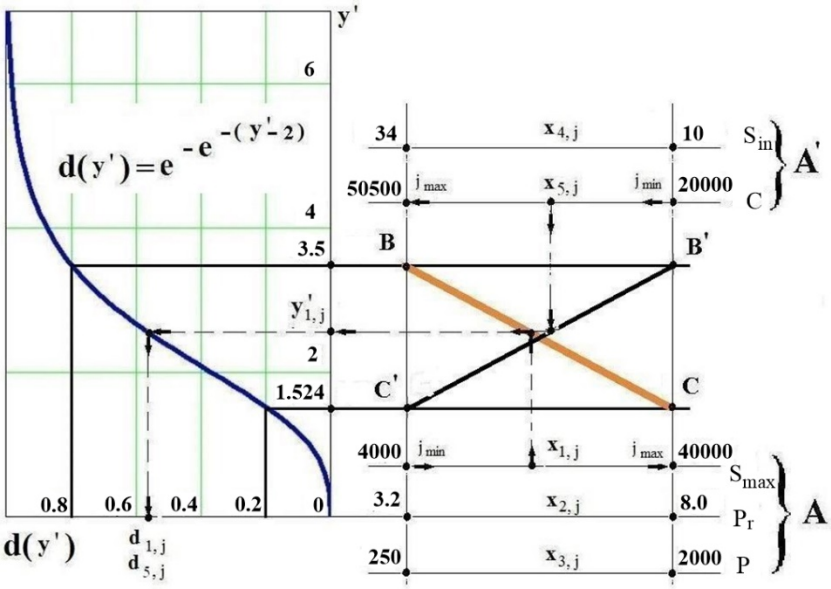


Рисунок 1. Модернизированная функция желательности d-Харрингтона, шкалы (А и А/) оценочных *j*-ых показателей и безразмерная шкала функции (y'). J_1 – максимальная площадь полирования за один цикл S_{max}, cm^2; j_2 – производительность, P_r, m^2/h; j_3 – мощность установки P, kW; j_4 – площадь, занимаемая установкой S_{in}, m^2; j_5 – стоимость C, €.

После нахождения функций желательности $d(y')$ рассчитываем обобщенный критерий D_i (1).

3. Результаты и обсуждение: Результаты анализа качества сравниваемых устройств представлены в таблицах 1 и 2. Изучалось оборудование следующих моделей: *ЭПП-1000/2000, ЭПП-400/500, PlasmaC-III, PlasmaC-V, УПП-630.*

Устройства различаются между собой основными параметрами. Сравнение оборудования произведено по оценочным показателям, указанным в таблице 1. После построения шкал (А и А/) оценочных показателей, перевода их на отрезок (ВС) и шкалу $d(y')$ (рисунок 1) определим функцию желательности каждого j-го показателя (таблица 2).

Таблица 2. Функция желательности оценочных показателей оборудования

№	Модель установки	Функция желательности оценочных показателей,					Обобщенный критерий комплексной оценки	
		S_{max}, cm^2	P_r, m^2/h	P, kW	S_{in}, m^2	C, €	D_i	D_i^k
1	*ЭПП-1000/2000*	0.8	0.8	0.8	0.2	0.388	0.525	0.899
2	*ЭПП-400/500*	0.388	0.364	0.253	0.708	0.8	0.458	0,881
3	*PlasmaC-III*	0.2	0.2	0.2	0.8	0.708	0.331	0.785
4	*PlasmaC-V*	0.512	0.575	0.427	0.308	0.2	0.36	0.838
5	*УПП-630*	0.4	0.486	0.392	0.650	0.788	0.523	0.873

Как следует из данных таблицы 2, лучшему (максимальному) значению функции желательности (0.8) по одному из показателей соответствуют следующие устройства:
- по максимальной площади полирования за один цикл, производительности и мощности – устройство модели ЭПП-1000/2000;
- по площади, занимаемой установкой – PlasmaC-III;
- по стоимости – ЭПП-400/500.

В то же время, устройство PlasmaC-III имеет низкую желательность (0.2) по максимальной площади полирования за один цикл, производительности и мощности. Такое же (низкое) значение желательности имеет устройство ЭПП-1000/2000 по площади, занимаемой установкой и PlasmaC-V по стоимости.

Необходимо учесть, что на данном этапе нельзя делать окончательные выводы о результатах работы этих машин, но сам метод оценки с применением модернизированной функции Харрингтона может быть использован для принятия предварительного решения о выборе машины.

Обобщенный критерий (D_i) комплексной оценки машин рассчитан при помощи разработанной компьютерной программы, используя формулу (1) с учетом коэффициентов весомости (k_j) j-ых оценочных показателей

(таблица 1) и без них (D_i^k). Значения критериев (D_i) по каждой марке машины приведены в таблице 3.

Таблица 3. Обобщенные критерии комплексной оценки устройств

№	Модели сравниваемых машин	Обобщенные оценочные показатели		С учетом округления
		без учета весомости, D_i	с учетом весомости, D_i^k	
1	*ЭПП-1000/2000*	0.525	0.899	0,9
2	*ЭПП-400/500*	0.458	0,881	0,9
3	*PlasmaC-III*	0.331	0.785	0,8
4	*PlasmaC-V*	0.36	0.838	0,8
5	*УПП-630*	0.523	0.873	0,9

Судя по данным таблицы 3, самое высокое и практически одинаковое значение обобщенного критерия комплексной оценки как без учета коэффициента весомости оценочных j-ых показателей (D_i), так и с ним (D_i^k), имеют два устройства: *ЭПП-1000/2000* и *УПП-630*, соответственно 0.525 и 0.523. Если вернуться к значениям таблицы 2, то станет очевидным, что машина *УПП-630* не занимает лидирующего положения по таким показателям как максимальная площадь полирования за один цикл, производительность и мощность с точки зрения желательности. Но сравнительно низкая стоимость и занимаемая площадь привели к тому, что обобщенный критерий (D_i) комплексной оценки устройства *УПП-630* отличается от *ЭПП-1000/2000* всего на величину 0.002.

При этом следует отметить, что параметры устройств по таблице 1 делятся на две группы, как показано на рисунке 1. Группа параметров A: максимальная площадь полирования за один цикл S_{max}, cm^2; производительность, P_r, m^2/h; мощность установки P, kW – должны иметь как можно большее значение. Группа параметров A′: площадь, занимаемая установкой S_{in}, m^2 и стоимость C, € – должны иметь как можно меньшее значение.

Интерес представляет влияние коэффициентов весомости j-ых оценочных показателей на результат расчета критерия комплексной оценки машины (D_i^k). Если округлить полученные значения до одного знака после запятой (таблица 3), то максимальное различие между ними составит не более 10 процентов. Явного преимущества ни одно из рассмотренных устройств не имеет.

Согласно результатам расчета обобщенной функции желательности (D_i^k), который учитывает степень желательности каждого из параметров в интервале от 0 до 1.0, наибольшее предпочтение получили устройства: *ЭПП-1000/2000, ЭПП-400/500 и УПП-630*.

На обобщенный критерий комплексной оценки влияют: большое разнообразие изделий, подвергающихся обработке, параметры сравниваемых машин, коэффициенты весомости. Эти факторы выравнивают его абсолютное значение, которое стремится к единице. Среднегеометрическое значение обобщенного критерия комплексной оценки для принятия решения по лучшему варианту из сравниваемых машин рассчитывают без учета коэффициентов весомости j-ых оценочных показателей. При этом сравниваемые машины должны испытываться в одних и тех же условиях.

4. Заключение. Предлагаемый метод оценки позволяет объективно подойти к решению задачи выбора лучшей конструкции оборудования для электролитно-плазменной полировки при использовании модернизированной функцию Харрингтона в диапазоне желательности j-ых оценочных показателей 0.2 – 0.8. Выявлены пять оценочных показателя устройств со своими шкалами допускаемых значений этих показателей. Определены зависимости перевода натуральных значений выбранных показателей оценки в безразмерные на шкалу (y'), используемые для расчета функции желательности в безразмерных величинах и обобщенного критерия комплексной оценки. Необходимым условием объективной оценки качества сравниваемых машин является одинаковые условия испытаний (температурный режим, единый набор обрабатываемых изделий и др.). Расчет обобщенного критерия оценки выполнен с учетом коэффициента весомости j-ых оценочных показателей и без него, так как в отдельных случаях эти коэффициенты сглаживают существенность различия вариантов.

Литература:

[1] Seo, B., Park, H.-K., Kim, H. G., Kim, W. R., & Park, K. (2021). Corrosion behavior of additive manufactured CoCr parts polished with plasma electrolytic polishing. *Surface and Coatings Technology*, *406*. https://doi.org/10.1016/j.surfcoat.2020.126640

[2] An, S., Foest, R., Fricke, K., Riemer, H., Fröhlich, M., Quade, A., Schäfer, J., Weltmann, K.-D., Kersten, H., 2021. Pretreatment of cutting tools by plasma electrolytic polishing (PEP) for enhanced adhesion of hard coatings. Surf. Coatings Technol. 405. https://doi.org/10.1016/j.surfcoat.2020.126504

[3] Belkin, P.N., Kusmanov, S.A., Parfenov, E.V., 2020. Mechanism and technological opportunity of plasma electrolytic polishing of metals and alloys surfaces. Appl. Surf. Sci. Adv. 1. https://doi.org/10.1016/j.apsadv.2020.100016

[4] Belkin, P.N., Kusmanov, S.A., Parfenov, E.V., 2020. Mechanism and technological opportunity of plasma electrolytic polishing of metals and alloys surfaces. Appl. Surf. Sci. Adv. 1. https://doi.org/10.1016/j.apsadv.2020.100016

[5] Kusmanov, S.A., Tambovskiy, I.V., Korableva, S.S., Dyakov, I.G., Burov, S.V., Belkin, P.N., 2019. Enhancement of Wear and Corrosion Resistance in Medium Carbon Steel by Plasma Electrolytic Nitriding and Polishing. J. Mater. Eng. Perform. 28, 5425–5432. https://doi.org/10.1007/s11665-019-04342-2

[6] Kusmanov, S., Zhirov, A., Kusmanova, I., Belkin, P. Aspects of anodic plasma electrolytic polishing of nitrided steel (2019) Surface Engineering, 35 (6), pp. 507-511.

[7] Danilov, I., Hackert-Oschätzchen, M., Zinecker, M., Meichsner, G., Edelmann, J., Schubert, A., 2019. Process understanding of plasma electrolytic polishing through multiphysics simulation and inline metrology. Micromachines 10. https://doi.org/10.3390/mi10030214

[8] Diaz-Rodriguez, S., Chevallier, P., Paternoster, C., Montaño-Machado, V., Noël, C., Houssiau, L., & Mantovani, D. (2019). Surface modification and direct plasma amination of L605 CoCr alloys: on the optimization of the oxide layer for application in cardiovascular implants. *RSC Advances*, *9*(4), 2292–2301. https://doi.org/10.1039/C8RA08541B

[9] Asri, R. I. M., Harun, W. S. W., Samykano, M., Lah, N. A. C., Ghani, S. A. C., Tarlochan, F., & Raza, M. R. (2017). Corrosion and surface modification on biocompatible metals: A review. *Materials Science and Engineering C*, *77*, 1261–1274. https://doi.org/10.1016/j.msec.2017.04.102

[10] Tazmeeva, R. N., & Tazmeev, B. Kh. (2014). Experimental study of mass carry-over of liquid electrolyte cathode under the influence of a gas discharge. *Applied Physics*, *1*, 35–37.

[11] Tazmeev, K. K., & Tazmeev, B. K. (2016). Some features of horizontally oriented low-current electric arc in air. *Plasma Physics Reports*, *42*(1), 86–90. https://doi.org/10.1134/S1063780X16010153

[12] Tazmeeva, R.N., Tazmeev, B.K., 2019. Development features of the plasma flow in the gas discharge with the liquid electrolyte cathode, in: Journal of Physics: Conference Series. https://doi.org/10.1088/1742-6596/1328/1/012074

[13] Tazmeev, K.K., Arslanov, I.M., Tazmeev, B.K., Tazmeev, G.K., 2019. Formation of powerful plasma flow from substance of liquid electrolyte cathode, in: Journal of Physics: Conference Series. https://doi.org/10.1088/1742-6596/1393/1/012061

[14] Tazmeev, G.K., Tazmeeva, R.N., Tazmeev, B.K., 2020. Gas discharge between two liquid electrolyte electrodes, in: Journal of Physics: Conference Series. https://doi.org/10.1088/1742-6596/1588/1/012050

[15] Tazmeev, B.K., Tsybulevsky, V.V., Tazmeev, G.K., 2021. In search of optimal mode of plasma polishing of surface of agricultural machinery parts when using a discharge with liquid cathode, in: Journal of Physics: Conference Series. https://doi.org/10.1088/1742-6596/1870/1/012017

[16] Тазмеев, Б. Х. Определение оптимального режима плазменной полировки поверхностей деталей сельскохозяйственных машин при использовании разряда с жидким катодом / Б. Х. Тазмеев // Год науки и технологий 2021: Сборник тезисов по материалам Всероссийской научно-практической конференции, Краснодар, 09–12 февраля 2021 года / Отв. за выпуск А.Г. Кощаев. – Краснодар: Кубанский государственный аграрный университет имени И.Т. Трубилина, 2021. – С. 162.

[17] Harrington E. The desirability function. – Industrial Quality control 1965, v. 21, №10.

[18] Tsybulevsky, V.V., Maslov, G.G., Tazmeev, B.K., 2021. Feasibility study for choosing the best combine harvester design, in: IOP Conference Series: Earth and Environmental Science. https://doi.org/10.1088/1755-1315/848/1/012166

tazmeevb@mail.ru

ТЕРМИЧЕСКАЯ СТАБИЛИЗАЦИЯ СЛОИСТОЙ СИСТЕМЫ FESN-A-FE(SN) , ПОЛУЧЕННОЙ ИОННО-ПЛАЗМЕННЫМ НАПЫЛЕНИЕМ

А. К. Жубаев[1], А. Ж. Досмуханова[1], Б. А. Таскалиев[1], Е. А. Кантарбай[2]

[1]*Актюбинский региональный университет им.К.Жубанова, Актобе, Казахстан*

[2]*Международный университет информационных технологий, Алматы, Казахстан*

Диаграмма состояния бинарной системы Fe-Sn характеризуется наличием областей существования твердого раствора олова в железе α-Fe(Sn) с различными интерметаллическими соединениями [1]. Поэтому система Fe-Sn является одна из немногих систем, которую можно использовать как модельную для получения термически стабильного интерметаллического покрытия на подложке из твердого раствора.

В данной работе методами мессбауэровской спектроскопии на ядрах ^{119}Sn и ^{57}Fe проведены исследования термически индуцированных процессов фазообразования в двухслойных системах Sn-Fe.

На одну из сторон специально подготовленных фольг α-Fe методом магнетронного распыления были нанесены слои олова. Толщины слоёв подбирались так, чтобы средняя по всему объему образца концентрация атомов олова находилась в двухфазной области (α-Fe(Sn)+интерметаллид) фазовой диаграммы. Каждого отжига снимались мессбауэровские спектры ядер ^{119}Sn и ^{57}Fe в геометрии «на поглощение» при комнатной температуре. Обработка экспериментальных спектров проводилась методами модельной расшифровки (для ^{119}Sn) и восстановления функций распределения сверхтонких параметров (для ^{57}Fe), реализованных в программном комплексе MSTools [2].

В результате изучения мессбауэровских спектров ядер ^{119}Sn, полученных после последовательных изотермических отжигов исследуемой слоистой системы Sn(4 мкм)-Fe(10 мкм) выявлено, что картина образующихся после 5 ч отжига при 550°C фаз с увеличением времени отжига существенно не меняется. Модельная расшифровка экспериментальных спектров показала наличие квадрупольного дублета и зеемановского секстета.

В исследовании [3] получены спектры на ядрах ^{119}Sn соединения FeSn. Было выявлено, что атомы олова занимают позиции 1a и 2d, заселенность которыми соотносятся как 1:2. Были получены значения сверхтонких

параметров: для секстета δ=2,14±0,05 мм/с (относительно $BaSnO_3$), Δ=2,82±0,10 мм/с и H_n=14,4±1,5 кЭ; для дублета δ=1,97±0,05 мм/с и Δ=1,72±0,10 мм/с.

В результате модельной расшифровки всех экспериментальных мессбауэровских спектров ядер ^{119}Sn была получена зависимость относительной интенсивности парциальных спектров для образующихся фаз от температуры отжига, которую можно интерпретировать как зависимости относительного содержания фаз в атомных единицах Sn. Относительное содержание атомов олова в позиции 1а после отжига в течение 5 ч составляет ≈30% и в результате последующих отжигов практически не меняется.

Для атомов олова, находящихся в позициях 1а, которым соответствует секстет, рассчитаны изомерный сдвиг δ, квадрупольное смещение ε и эффективное магнитное поле H_n на ядрах ^{119}Sn, зависимость которых от времени отжига показывает неизменность их при последующих отжигах. Исходя из вышеизложенных результатов исследований слоистой системы Sn-Fe, проведенных методом мёссбауэровской спектроскопии на ядрах ^{119}Sn, можно говорить о термической стабилизации интерметаллида FeSn на поверхности образца.

Были проведены исследования данной слоистой системы с помощью мёссбауэровской спектроскопии на ядрах ^{57}Fe. Показано, что после 5 ч отжига на фоне интенсивных 6 линий от α-Fe появились парциальные спектры другой магнитоупорядоченной фазы. С увеличением продолжительности отжига картина практически не меняется.

В работе [3] было показано, что атомы железа в соединении FeSn занимают три эквивалентные позиции (h1, h2 и h3), которым соответствуют зеемановские секстеты с δ=0,68±0,02 мм/с (относительно нитропруссида натрия), Δ=-0,45±0,02 мм/с и внутренними полями на ядре H_1=120,9±1,5 кЭ, H_2=113,6±1,5 кЭ и H_3=101,4±1,5 кЭ, соответственно.

Учитывая вид экспериментальных спектров, обработка была проведена методом восстановления двух функций распределения магнитного поля H_n в интервалах 90 кЭ ≤ H_n ≤ 130 кЭ и 280 кЭ ≤ H_n ≤ 360 кЭ. Выявлено, что восстановленная первая функция распределения после 5 ч отжига имеет трехмодальный вид. С увеличением времени отжига вид распределения существенных изменений не претерпевает. Очевидно, что вновь образовавшаяся фаза является интерметаллидом FeSn. Второе распределение в интервале полей 280÷360 кЭ имеет двухмодальный вид с

локальными максимумами ~302 кЭ и ~330 кЭ, которые соответствуют атомам Fe в твердом растворе α-Fe(Sn) и атомам Fe в α-Fe, соответственно. Согласно фазовой диаграмме [1] бинарной системы Fe-Sn растворимость олова в железе при 550°C достигает ~ 1,2 ат. %.

На основании результатов обработки мёссбауэровских спектров была получена зависимость относительных интенсивностей парциальных спектров образцов различных фаз от времени отжига или, иначе говоря, зависимость относительного содержания фаз в атомных единицах железа, из которой видно, что после 5 ч отжига относительное содержание интерметаллида FeSn составляет ≈20 % и в дальнейшем мало изменяется. Из соотношения толщин покрытия и подложки с учетом молярных масс и плотностей олова и железа была рассчитана концентрация олова (14,8 % для слоистой системы Sn(4 мкм)-Fe(10 мкм)) при условии полного растворения нанесенного олова в матрице железа. Используя фазовую диаграмму бинарной системы Fe-Sn и «правило рычага», были определены относительные вклады FeSn и α-Fe(Sn) при рассчитанной концентрации олова. В дальнейшем было определено количество атомов железа, связанных с атомами олова в твердом растворе и интерметаллиде. Показано, что экспериментально полученные относительные вклады фаз находятся в хорошем согласии с расчетными данными.

В результате обработки мёссбауэровских спектров были получены зависимости параметров сверхтонкой структуры для твердого раствора и интерметаллида FeSn от времени отжига. Выявлено, что средние значения сверхтонкого поля H_n, изомерного сдвига $\delta_{\alpha\text{-Fe(Sn)}}$ и квадрупольного смещения $\varepsilon_{\alpha\text{-Fe(Sn)}}$ для твердого раствора α-Fe(Sn), также как и средние значения изомерного сдвига δ_{FeSn} и квадрупольного смещения ε_{FeSn} остаются неизменными на протяжении всего эксперимента.

Так как использованный нами метод мессбауэровской спектроскопии в геометрии «на поглощение» дает информацию о фазовых превращениях в объеме образца, были проведены рентгенофазовые исследования с обеих сторон образца. Обнаружено, что после 20 ч отжига со стороны покрытия преобладающей фазой является интерметаллид FeSn, тогда как с обратной стороны – фиксируются рефлексы только твердого раствора α-Fe(Sn). Данный факт свидетельствует о неоднородности по глубине структурно-фазового состояния слоистой системы Sn(4 мкм)-Fe(10 мкм), подвергнутой термическим отжигам при 550°C.

С помощью программы SPECTR [2] по данным параметров спектров, взятых из работ [3,4], по методике [5] были воссозданы мессбауэровские

спектры ядер ^{57}Fe и ^{119}Sn в различных позициях кристаллической решетки фазы FeSn. Используя эталонные спектры ядер ^{57}Fe и ^{119}Sn в различных позициях фаз, были смоделированы спектры. Далее, опираясь на диаграмму состояния бинарной системы Fe-Sn, с помощью «правила рычага» было определено соотношение фаз при температуре 550°C в системах с различным содержанием олова и рассчитаны спектры. Моделированные спектры были сравнены с экспериментальными спектрами слоистой системы Sn(4 мкм)-Fe(10 мкм) при температуре 550°C. Показано, что полученные модельные спектры слоистой системы хорошо коррелируют с результатами экспериментальных исследований.

В результате исследования методами мёссбауэровской спектроскопии на ядрах ^{119}Sn и ^{57}Fe слоистой системы Sn(4 мкм)-Fe(10 мкм) после последовательного термического отжига установлено образование интерметаллида FeSn и твердого раствора α-Fe(Sn); показано, что характер фазовых превращений определяется изменением локальной концентрации олова в образце в процессе диффузии компонентов; получена зависимость средней по образцу концентрации атомов олова в растворе α-Fe(Sn) от времени отжига; получена термически стабильная пространственно неоднородная система FeSn/α-Fe(Sn). Были смоделированы мессбауэровские спектры слоистой системы при данной температуре. Наблюдается хорошая корреляция модельных и экспериментальных спектров.

Литература:

[1] Диаграммы состояния двойных металлических систем: Справочник: в 3 т, Т.2 / Под общ. ред. Н.П.Лякишева. М., Машиностроение, 1997. 1024 с.
[2] Русаков В.С. Мёссбауэровская спектроскопия локально неоднородных систем. Алматы, 2000. 431 с.
[3] Kulshreshtha S.K., Raj P. // J. Phys. F: Metal Phys. 1981. Vol.11. P.281.
[4] Yamamoto H. // J. Phys. Soc. Japan. 1966. Vol.21. P.1058.
[5] Zhubaev A.K. et al, // Proceedings – 2020 7th International Congress on Energy Fluxes and Radiation Effects, EFRE-2020, 2020, p.1037-1040, 9241898.

mosslab.kz@mail.ru

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ МЕЖДУ ЭЛЕКТРОЛИТИЧЕСКИМИ ЭЛЕКТРОДАМИ НА ПОВЕРХНОСТИ ПОЛИМЕРОВ

Р. Р. Марданов[1], Д. У. Закиров[1], А. А. Низамеев[1], Р. Р. Каюмов[1]

[1]КНИТУ-КАИ, Казань, Россия

Модификация полимеров для решения различных задач становится всё более востребованным процессом: увеличение количества композитов во всех отраслях, рекламной продукции и т.п. требует соответствующих материалов [1]. Повышение адгезии, смачиваемости пластиков является одним из примеров модификации поверхности полимеров.

На данный момент существует немало методов изменения поверхности полимеров, в частности можно выделить травление хим. соединениями, обработка коронным разрядом, барьерным разрядом [2] и тлеющим разрядом [3]. Среди методов обработки низкотемпературной плазмой имеется метод модификации электролитическими электродами[4-6]. Суть метода в том, что в электролитическую ванну-анод льётся электролитическая струя-катод, на границе раздела которых горит разряд. Полимер, находящийся на поверхности ванны, подвергается воздействию низкотемпературной плазмы, тем самым меняются характеристики его верхнего слоя. Данный метод хорош тем, что не имеет ядовитых отходов и работает при атмосферном давлении. При обработки поверхности полимера данным видом разряда (время обработки 5 с.) проводились исследование смачиваемости поверхности модифицированных полимеров водой путём измерения размеров капли технической воды на поверхности полимера. После измерения размеров капли, рассчитывался косинус угла смачиваемости, данные приведены в таблице 1.

Таблица 1. Углы смачиваемости образцов

Полимер	Угол смачиваемости немодифицированного образца	Угол смачиваемости после обработки в первом режиме БП,	Угол смачиваемости после обработки во втором режиме БП,
Полиэтилен	80,8	72,1	68,1
Полиэтилентерефталат	76,8	68,7	58,6

По полученным результатам можно предположить, что при модификации полиэтилена угол смачиваемости уменьшается на 11-15%. Разница между 1 и 2 режимами блока питания несущественна. Модификация полиэтилентерефталата уменьшали угол смачиваемости на 11-24%. Здесь же второй режим действует заметно эффективнее. Нанесённые капли воды намного лучше держатся на модифицированной поверхности.

Литература:

[1] Production of plastics worldwide from 1950 to 2019 (in million metric tons). – URL: https://www.statista.com/statistics/282732/global-production-of-plastics-since-1950/

[2] Mardanov R.R., Kayumov R.R., Akhatov M.F., Gaisin A.F. A review of use of barrier discharge for modification of surface of polymers // Journal of Physics: Conference Series. – 2020. v. 1588., 012029.

[3] Šíra M., Trunec D., Stahel P., Buršíková V., Navrátil Z., Buršík J. Surface modification of polyethylene and polypropylene in atmospheric pressure glow discharge // Journal of Physics D: Applied Physics. – 2005. – 38. – P. 621-627.

[4] Diagram of the plasma torch discharge chamber Akhatov, M.F., Kayumov, R.R., Mardanov, R.R., Saifutdinova, I.I., Khazeev, K.I. Journal of Physics: Conference Series, 2021, 1870(1), 012024

[5] Characteristics of the Development of Electric Discharge between Jet Anode and Liquid Cathode Galimzyanov, I.I., Gaisin, A.F., Fakhrutdinova, I.T., ...Akhatov, M.F., Kayumov, R.R.High Temperature, 2018, 56(2), стр. 296–298

[6] Modification of the surface of polyethylene by low-temperature plasma and liquid electrodesMardanov, R.R., Kayumov, R.R., Akhatov, M.F., Gazizova, A.I., Gaisin, A.F.Journal of Physics: Conference Series, 2020, 1588(1), 012028

rayaz-mardanov@mail.ru

ПЛАЗМЕННАЯ ОБРАБОТКА И ВОССТАНОВЛЕНИЕ ОТРАБОТАННЫХ В АДДИТИВНОМ ПРОИЗВОДСТВЕ ПО ТЕХНОЛОГИИ DMD МЕТАЛЛО-ПОРОШКОВЫХ КОМПОЗИЦИЙ МАРОК В3К.

О. С. Колпаков, А. С. Владимиров, А.Х. Гильмутдинов, К.Ю. Нагулин

КНИТУ-КАИ, Казань, Россия

Аннотация

В настоящей работе исследована технология плазменной сфероидизации порошковых материалов марки В3К для аддитивного производства. Установлено, что после сфероидизации существенно улучшается морфология порошка – уменьшается количество сателлитов на поверхности частиц порошка, снижается пористость. Содержание кислорода в обработанном порошке ниже, чем в исходном, при этом химический состав сплава не отклоняется от паспортных значений.

Введение

Отличительной способностью аддитивных технологий является не высокая эффективность использования порошкового материала. Часть порошкового материала в процессе наплавки подвергается химическому и термическому воздействию и изменяет свои физико-химические свойства. Повторяя циклы наплавки качество порошка снижается каждый раз и в последствии отправляется на утилизацию. Это не только финансовые потери, а также потенциальное загрязнение окружающей среды [1].

В следствии применение плазменных технологий стало одним из актуальных направлений в порошковой металлургии.

Целью работы является анализ влияния сфероидизации в струе термической плазмы на свойства для сплавов В3К для технологии лазерной порошковой наплавки.

Для достижения поставленной цели решали следующие задачи:

1. Определение свойств исходного В3К
2. Проведение сфероидизации В3К
3. Определение свойств обработанных сплавов В3К

Для плазменной обработки порошковых материалов применяли лабораторную систему на основе радиочастотного (5,2 МГц) кварцевого плазматрона с мощностью до 40 кВт с блоком управления, блоком согласования с нагрузкой, двухконтурной системы охлаждения, системы подачи газов и исходного материала и плазмохимического реактора, подробно описанную в [2-3].

Рисунок 1. Лабораторная установка для плазменной обработки порошковых материалов

Сфероидизация

Порошок, увлекаемый транспортным газом, пролетает через зону плазмохимического реактора, где в струе термической аргон-водородной плазмы одновременно происходит процесс его сфероидизации и восстановления.

Результаты

На рисунке 2 представлены СЭМ изображения частиц использованного порошка ВЗК.

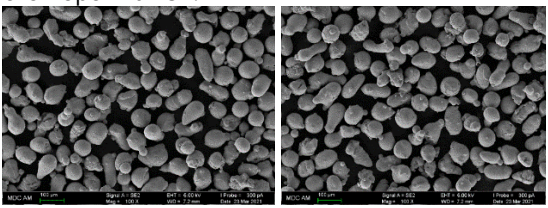


Рисунок 2. СЭМ изображение частиц ВЗК, использованного в аддитивном производстве.

Из рисунка 2 видно, что большая часть частиц порошка имеет округлую форму, наблюдаются сателлиты. После плазменного восстановления ВЗК форма частиц становится сферичной (рис.3).

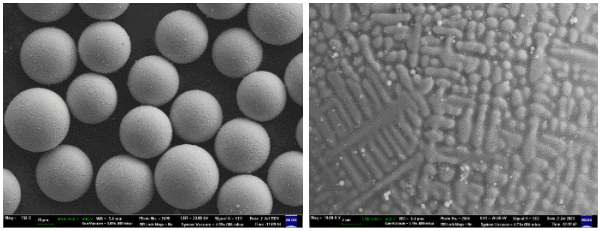
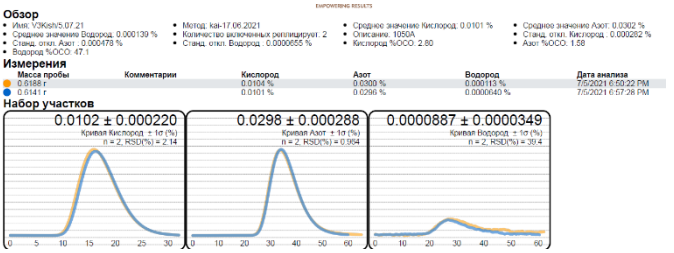


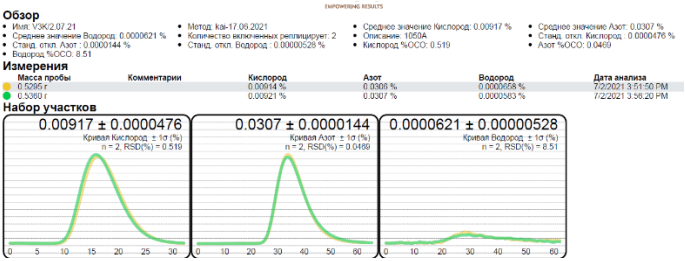
Рисунок 3. СЭМ изображение частиц ВЗК после восстановления

Как видно, форма частиц восстановленного порошка более сферична, на поверхности наблюдается дендритная структура поверхности частиц.

На рисунке 4 представлены результаты исследований содержания кислорода, азота и водорода в образцах использованного (а) и восстановленного (б) порошка ВЗК. Содержание кислорода в использованном порошке составляет 0,0102%, а после восстановления снижается до 0,00917%.



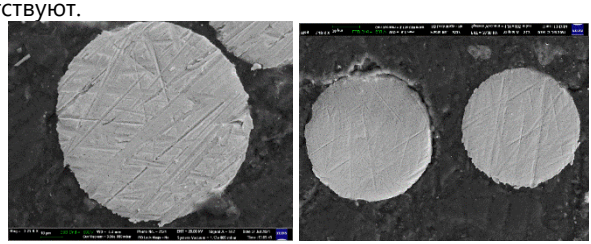
А)



Б)

Рисунок 4. Результаты измерения концентрации использованного (а) и восстановленного (б) порошка ВЗК.

На рисунке 5 приведены СЭМ изображения шлифов использованного (а) и восстановленного (б) порошка ВЗК. Видно, что на изображениях шлифов использованного и восстановленного порошка поры отсутствуют.



А) Б)

Рисунок 5. СЭМ изображения шлифов использованного (а) и восстановленного (б) порошка ВЗК

Заключение

В работе представлены подробные анализы проведенной работы по плазменной обработке порошкового материала марки ВЗК. В результате проведенной обработке снижается концентрация кислорода, улучшается морфология поверхности. В следствии чего подтверждается актуальность и применимость данного вида обработки для производства и восстановления высококачественных порошковых материалов для аддитивного производства.

Литература:

[1] R. Vert, R. Pontone, R. Dolbec, L. Dionne, M.I. Boulos, Induction plasma technology applied to powder manufacturing: example of titanium-based materials, 22nd International Symposium on Plasma Chemistry July 5-10, 2015; Antwerp, Belgium.

[2] M. Voronov, K. Nagulin, R. Nazarov, A. Gilmutdinov, Numerical Simulation Of The Powder Particles Behaviour In A Technoligical Icp, 9th Nordic Conference on Plasma Spectrochemistry June 10 – 13, 2018; Loen (Norway).

[3] M.Voronov, I. Tsivilskiy, R. Nazarov, K. Nagulin, A. Gilmutdinov, Force-based analysis of vortices in atmospheric pressure ICPs, Plasma Sources Sci. Technol., 2018, DOI: 10.1088/1361-6595/aaef1c

[4] Гильмутдинов А.Х. ,Нагулин К.Ю. , Цивильский И.В. , Назаров Р.Р., Обработка и синтез порошковых материалов для аддитивного производства в индуктивно-связанной плазме. // Электронный научный журнал "Труды ВИАМ" 2019 г.

oleg.kolpakov.00@gmail.com

ПРИМЕНЕНИЕ ФУНКЦИИ ХАРРИНГТОНА ПРИ ОБОСНОВАНИИ ВЫБОРА НАИЛУЧШЕГО ОБОРУДОВАНИЯ ДЛЯ ПЛАЗМЕННОЙ ОБРАБОТКИ МАТЕРИАЛОВ

Б. Х. Тазмеев[1], В. В. Цыбулевский[1]

[1]Кубанский государственный аграрный университет им. И Т. Трубилина, Краснодар, Россия

Аннотация. Подтверждена возможность использования функции желательности Харрингтона для обоснования лучшего оборудования для плазменной обработки материалов. Оптимальный вариант определяется при вычислении максимального значения обобщенного показателя D_i при анализе четырех сравниваемых устройств технологии плазменной резки металла. Обобщенный показатель D_i рассчитан по функции Харрингтона с использованием четырех частных оценочных показателей сравниваемых машин: стоимость оборудования (C, €.), технологическая скорость резки ($v_{1,2,3}$, mm/min) низкоуглеродистой стали, нержавеющей стали и алюминия соответственно (толщина обрабатываемого изделия 12 mm). Получены достоверные зависимости перевода натуральных значений частных показателей в безразмерные для построения шкалы и функции желательности, подтвержденные критерием Кохрена.

Полученные безразмерные значения частных оценочных показателей используются для расчета обобщенного D_i-показателя, как среднее геометрическое значение четырех безразмерных показателей.
На примере выбора лучшего оборудования из альтернативного ряда обоснована система из четырех шкал j-х оценочных показателей и получены граничные значения этих показателей с применением функции желательности. Рассмотрены два метода определения обобщенного показателя D_i комплексной оценки каждого i-го варианта оцениваемых устройств. Показаны преимущества графического и аналитического методов оценки. По максимальному значению D_i-показателя комплексной оценки обоснована лучшая конструкция оборудования для плазменной резки металла со значением D_i = 0,65.

Ключевые слова: плазменная резка металла, технологическая скорость резки, функция Харрингтона, оптимум, оценочные показатели, обобщенный критерий оценки, комплексная оценка.

Введение. От глубокого обоснования техники, используемой в плазменной технологии, зависит количество и конкурентоспособность получаемой продукции, а от применяемых машин и технологий требуется дальнейшее повышение производительности труда, качества работы и снижения затрат. В настоящее время для ускорения научно-технического прогресса важнейшую роль играют новые инновационные подходы к повышению технологического уровня производственных процессов, создание машин с лучшими технико-экономическими показателями. Но для правильного научно обоснованного принятия решений по выбору технологического оборудования необходимы объективные и достоверные методы исследований. Следует отметить, что рост производительности нового оборудования не всегда сопровождается адекватным снижением затрат на производство продукции. Возникает необходимость разработки новых методов оценки при выборе окончательного решения при выборе той или иной машины или технологии. При исследовании высоко технологичного оборудования должна проводиться комплексная оценка определяющих параметров, и только по этому показателю должно отдаваться предпочтение лучшему варианту. Цель статьи – на примере сравнительного анализа параметров оборудования для плазменной резки металла, показать возможность применения функции желательности Харрингтона [1] для объективного принятия решения. Достоинством предлагаемого подхода является всестороннее оценивание преимуществ выбираемой машины по комплексному (обобщенному) показателю. При этом в комплексе должна рассматриваться технологическая и экономическая оценка оборудования.

Материалы и методы. Для принятия решения в выборе лучшей техники из альтернативного ряда применяют метод комплексной оценки по обобщенному показателю D_i, учитывающему влияние многих частных оценочных показателей со своими единицами измерений. В специальной литературе [2] известны методы комплексной оценки систем со многими параметрами, имеющими различные размерности или вовсе без них с помощью функции желательности [3], имеющей ограничение от нуля до единицы (рисунок 1):

$d_{ij} = e^{-(e^{-y'})^{ij}}$, (1)

где d_{ij} – функция желательности по i-му варианту и j-му оценочному показателю;

y' – безразмерная величина, как правило, линейно связанная с параметром оптимизации;

y'_{ij} – безразмерный j-й оценочный показатель i-го варианта.

Принято считать в расчетах приемлемым нижний уровень желательности (не очень желательный), равный 0,2, а верхний (отличный), равный 0,8. Функция желательности Харрингтона [4] ниже желательности d = 0,2 (рисунок 1, а) принимает отрицательное значение по шкале y' безразмерных показателей, что связано с неудобствами в вычислениях формулы (1), поэтому она приведена к виду (2) (рисунок 1, б):

Известен метод перевода размерных оценочных параметров x_{ij} в безразмерную желательность, с помощью графика функций посредством реперных линий [6] и аналитический метод, облегчающий решение задачи, особенно, если параметров достаточно много.

Поскольку величина «x», соответствующая желательности 0,2 принимает отрицательное значение, что вызывает неудобства в вычислениях, формулу (1) следует привести к виду (2):

$d_{ij} = e^{-e^{-(y'-2)}}$. (2)

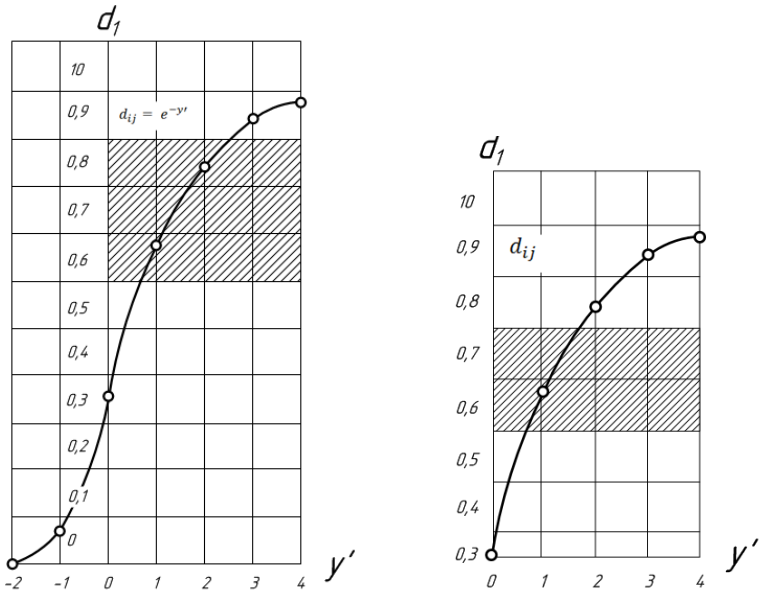
Рассмотрим графический метод перевода размерных параметров x_{ij} и безразмерной желательности d. Для чего необходимо построить график функции, формула (2) – рисунок 2.

На графике точками *А* и *В* выделены предельные величины, соответствующие желательности 0,2 и 0,8, на шкале y' им соответствуют величины y_A', y_B'.

Для перевода размерных параметров «прямой» зависимости (чем больше величина параметра, тем выше желательность – к примеру, технологическая скорость резки, производительность агрегата и т. д.) необходимо построить под шкалой x дополнительную шкалу № 1 такой же направленности – индекс *П*.

Масштаб ее определится после того, как на этой шкале будет зафиксировано минимальное и максимальное значения данного

параметра – точки $x_{min}^{П}$ и $x_{max}^{П}$, определяющие значение функции желательности 0,2 и 0,8 соответственно.



а б

Рисунок 1 – График функции Харрингтона

Примечание: *а) – с положительной и отрицательной шкалой y'; б) – с положительной шкалой y'*.

Зная масштаб шкалы, несложно отложить на ней текущее значение данного параметра – точку X_c. Восстановив перпендикуляр из этой точки до пересечения с кривой графика, необходимо провести через точку пересечения $C^П$ прямую линию и на шкале *d* найти искомую величину безразмерной желательности.

При переводе размерных параметров «обратной» зависимости (чем больше параметр – тем ниже желательность; например, стоимость оборудования, затраты на потребляемую электроэнергию и т. д.) дополнительную шкалу № 2 строят обратной направленности шкале *x*, индекс *O*.

Методика перевода размерного параметра в безразмерную величину d_C имеет аналогичный алгоритм.

Как видно, графический метод нагляден, прост, но трудоемок.

Аналитический метод перевода числового значения любого параметра любой размерности в безразмерную величину желательности позволяет решить задачу без построения графика функции.

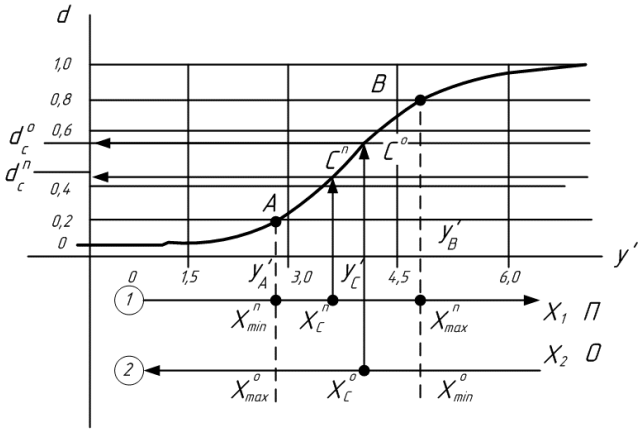


Рисунок 2 – График функции желательности $d_{ij} = e^{-e^{-(y'-2)}}$

Для этого необходимо определить масштаб перевода размерного параметра в масштаб шкалы *x* графика – рисунок 1. Из рисунка видно, что он равен

$M = \left|\frac{x_{max} - x_{min}}{x_{\text{A}} - x_{\text{B}}}\right|$, (3)

где M – масштаб перевода;

x_{max}, x_{min} – предельные размерные значения переводимого параметра.

Чтобы перевести фактическое значение размерного параметра в кодовое значение, соответствующее шкале *y*' рисунка 1 воспользуемся уравнениями:

для «прямой» зависимости

$x_C^{\text{п}} = x_{\text{A}} + \frac{x_{Ci} - x_{i\,min}}{M}$, (4)

для «оборотной» зависимости

$x_C^{\text{о}} = x_{\text{A}} + \frac{x_{i\,max} - x_{Ci}}{M}$, (5)

где $x_C^{\text{п}}$, $x_C^{\text{о}}$ – кодовое значение размерного параметра в масштабе шкалы, x;

x_{Ci} – текущее значение i-того размерного параметра.

Подставляя кодовое значение размерного параметра в формулу (4) можно определить безразмерный числовой показатель его эффективности.

Обобщенный показатель эффективности отдельной машины или системы машин можно определить по формуле:

$Д_{ij} = \sqrt[n]{d_1 \cdot d_2 \ldots d_n}$, (6)

где $Д_{ij}$ – обобщенный показатель эффективности по всем j-параметрам каждого i-го варианта;

d_{ij} – частный показатель желательности j-показателя оценки по i-варианту;

n – количество показателей j.

Результаты и их обсуждение. Применение функции желательности Харрингтона позволило выбрать наиболее эффективное устройство.

№	Модель устройства	Частные j-оценочные показатели				Обобщенный показатель D_i
		Стоимость*, C, €	Технологическая скорость резки, v_1, mm/min	Технологическая скорость резки, v_2, mm/min	Технологическая скорость резки, v_3, mm/min	
1	Powermax45	2 402	400	540	745	0,41
2	Powermax65	2 774	1140	920	1330	0,25
3	Powermax85	3 934	1600	1400	1930	0,65
4	Powermax105	5 550	2060	1860	2450	0,60

Таблица 1 – Частные и обобщенные показатели комплексной оценки сравниваемых устройств.

Результаты расчета показателя комплексной оценки Di (таблица 1) показали следующее: наилучшей желательности (0.65) соответствует устройство №3. Этому способствовала сравнительно низка стоимость оборудования и высокие технологические показатели.

На рисунке 3 представлен график функций желательности и его применение для оценки сравниваемых катков и выбора лучшего варианта.

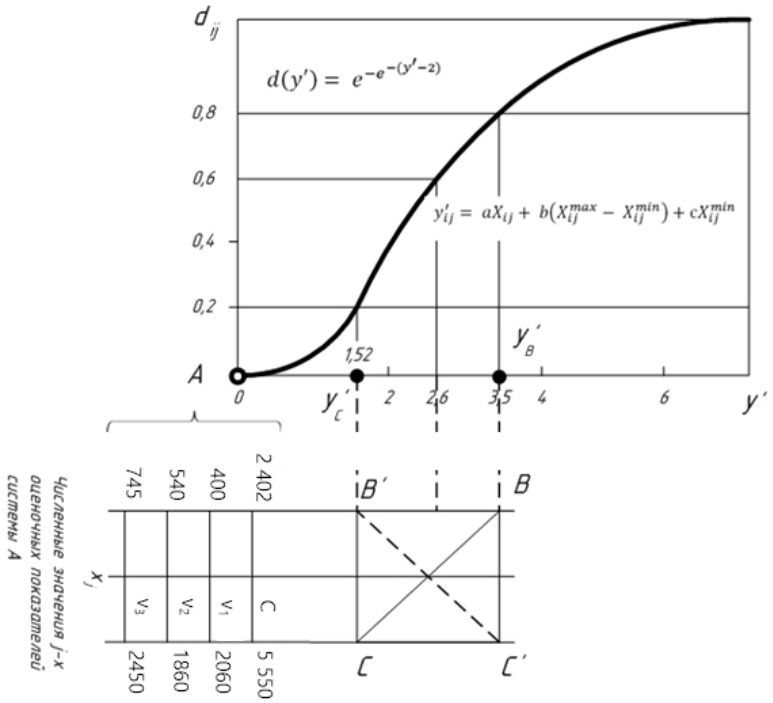


Рисунок 3 – Модернизированная функция желательности Харрингтона с прямой и обратной шкалой *B*' *C*'

Точками B и B', C и C' выделены предельные значения изучаемых параметров машин, соответствующих желательностям 0,2 и 0,8, которым на шкале (y') соответствуют значения y'B и y'C. Для перевода размерных

параметров «прямой» (П) зависимости (чем больше величина параметра, тем выше желательность, к примеру, производительность установки и др.) необходимо под шкалой y' построить дополнительные шкалы 1, А (рисунок 2) с такой же направленностью П. Ее масштаб определится после того, как на этой шкале будет зафиксировано максимальное и минимальное значения данного параметра, удовлетворяющие желательности 0,2 и 0,8 соответственно.

Зная масштаб шкалы, несложно отложить на ней текущее значение данного параметра – точку y'. Восстановив перпендикуляр из этой точки до пересечения с кривой графика, необходимо провести через точку пересечения – cn и на шкале d найти искомую величину безразмерной желательности.

При переводе размерных параметров «обратной» зависимости (чем больше параметр – тем ниже желательность; например, стоимость установки, потребление электроэнергии и т. д.) дополнительную шкалу 2 строят обратной направленности шкале y, индекс О (рисунок 2).

Масштаб ее и методика перевода размерного параметра в безразмерную величину d имеет аналогичный алгоритм.

Таким образом, предлагаемый метод комплексной оценки оборудования или их систем, или технологий состоит в следующем:

1) по известным методикам необходимо определить возможно большее число факторов, влияющих на систему и установить границы (пределы) их изменений (к примеру: производительность, затраты труда, расход топлива, энергии, металла, удельную стоимость, удобство обслуживания и прочие);

2) после установления (расчетом, замерами, по справочным данным и т. д.) фактических значений параметров (факторов) определить показатели эффективности (желательности) каждого параметра графическим или аналитическим способом;

3) вычислить обобщенный показатель эффективности системы и среднеарифметическое значение параметра; построить графики отклонения частных параметров от среднеарифметической для всех устройств, включенных в систему;

4) проанализировать графики и сделать заключение по наиболее оптимальному варианту.

Выводы

1. В результате проведенных исследований установлено эффективное применение функции Харрингтона для принятия объективного решения по выбору наиболее предпочтительного оборудования для плазменной резки металла.

2. При выборе лучшего варианта из альтернативных машин по обобщенному D_i-показателю обоснована система из четырех частных оценочных показателей.

3. Получены достоверные зависимости для перевода значений из натуральных в безразмерные (шкала y'), а также рассчитаны желательности d_i каждого частного показателя и обобщенный критерий – D_i. Наибольшее его значение, приближающееся к единице, определяет лучший вариант.

4. В выбранном примере – это аппарат для плазменной резки POWERMAX 85, у которого значение обобщенного показателя D_i составил 0,65, другие аппараты имеют значение D_i в интервале от 0,25 до 0,41.

Литература:

[1] Harrington E. The desirability function. – Industrial Quality control 1965, v. 21, №10.

[2] Novik, F. S., Arsov, A. B. Optimization of metal technology processes by experimental planning methods [Text] / F. S. Novik, A. B. Arsov. – M.: Mashinostroenie, 1980

[3] Tsybulevsky, V.V., Maslov, G.G., Tazmeev, B.K., 2021. Feasibility study for choosing the best combine harvester design, in: IOP Conference Series: Earth and Environmental Science. https://doi.org/10.1088/1755-1315/848/1/012166

[4] Маслов Г. Г. Комплексное проектирование механизированных производственных процессов в растениеводстве: учебное пособие для студентов сельскохозяйственных высших учебных заведений / Г. Г. Маслов, О. Н. Дидманидзе, В. В. Цыбулевский. – Москва: УМЦ Триада, 2006. – 255 с.; ISBN 5-9546-0028-7

tazmeevb@mail.ru

ОСОБЕННОСТИ ГОРЕНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ДУГИ ПРИ ЕЕ НАЛОЖЕНИИ НА ГАЗОВЫЙ РАЗРЯД С ЖИДКИМ ЭЛЕКТРОЛИТНЫМ КАТОДОМ

Х. К. Тазмеев[1], А. Х. Тазмеев[1]

[1]*Казанский федеральный университет, Набережные Челны, Россия*

Как известно, при наложении различных видов разрядов друг на друга образуются комбинации, обладающие их свойствами. К примеру, авторами работы [1] создан комбинированный газовый разряд, который обладает свойствами СВЧ-разряда и несамостоятельного газового разряда постоянного тока. Имеются примеры совмещения и других видов разрядов. В данной работе рассматривается совместное горение дуги и газового разряда с жидким электролитным катодом. Оба разряда были привязаны к одному металлическому аноду (рис. 1).

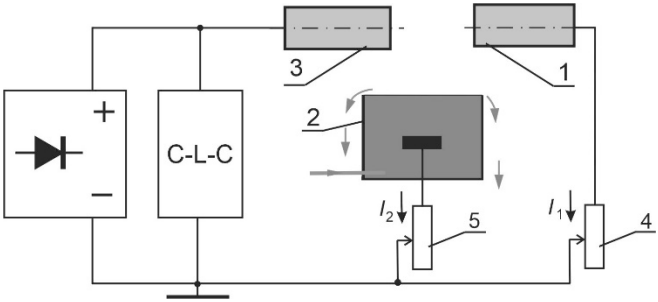


Рисунок 1. Схема экспериментальной установки. *1* – металлический катод; *2* – катодный узел с жидким электролитом; *3* – металлический анод; *4*, *5* – балластные резисторы.

Металлические электроды *1* и *3* были изготовлены из медных стержней с диаметром 25 мм и охлаждались водой. Они располагались горизонтально. Расстояние *l* между их торцами устанавливалось в пределах 5-30 мм. Высота *h* расположения анода *3* над катодным узлом *2* менялась в пределах 2-7 см. В качестве электролита использовались растворы хлорида натрия в дистиллированной воде. Удельная электрическая проводимость растворов σ находилась в пределах 10-15 мСм/см. Фотографирование производилось скоростной камерой ВИДЕОСКАН-415. Токи и напряжения измерялись стрелочными приборами и регистрировались двухканальным

осциллографом АКИП-15/1. Спектры излучения были получены быстродействующим оптоволоконным спектрометром AvaSpec-3648. Исследования проводились в диапазонах токов 5-10 А у дуги (I_1) и 8-15 А у газового разряда с жидким электролитным катодом (I_2).

На рисунке 2 представлены мгновенные фотографии дуги в двух вариантах: при отсутствии газового разряда и при совместном горении с газовым разрядом. Как видно, второй вариант отличается тем, что в дуге образуется контрагированный канал.

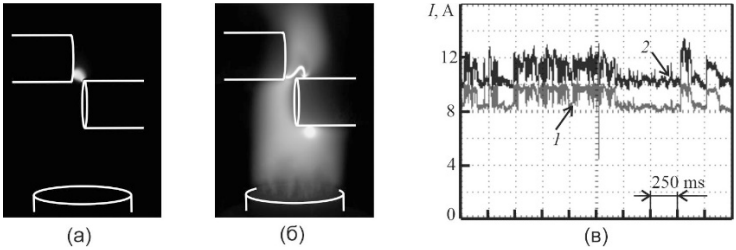


Рисунок 2. Мгновенные фотографии (а, б) и осциллограммы токов (в). l = 5 мм, h = 5,5 см. σ = 15 мСм/см. Экспозиция 0,2 мс.

Контрагированный канал характеризуется повышенными значениями температуры T_e и концентрации n_e электронного газа. Эти параметры были рассчитаны с использованием бальмеровских линий водорода. При токе дуги I_1 = 9 А максимальные значения составили 4590 К и $5{,}2 \cdot 10^{15}$ см$^{-3}$.

Еще одна особенность проявилась на осциллограммах токов. Крупномасштабные пульсации токов I_1 и I_2 были идентичны (рис. 2в). При увеличении межэлектродного расстояния l, а также при повышении тока I_2 контрагированный канал появлялся эпизодически. Увеличение тока I_2 до 12 А и выше привело к полному исчезновению контрагированного канала в исследованных диапазонах l и I_1.

Можно отметить, что в режиме горения с контрагированным каналом наблюдается аналогия с дугой, у которой металлический катод находится в водном потоке [2].

Литература:

[1] Brzhozovskii B. et al. // Heliyon. 2021. V.7, № 5. e07006.
[2] Тазмеев Г.Х., Тимеркаев Б.А., Тазмеев Х.К. // Физика плазмы. 2017. Т. 43. № 7. С. 641-648.

tazmeevh@mail.ru

СЛАБОТОЧНАЯ ДУГА В ПОТОКЕ ПЛАЗМЫ ОТ РАЗРЯДА С ЖИДКИМ ЭЛЕКТРОЛИТНЫМ КАТОДОМ

Х. К. Тазмеев[1], Р. Н. Тазмеева[1], Б. Х. Тазмеев[2]

[1]*Казанский федеральный университет, Набережные Челны, Россия*

[2]*Кубанский государственный аграрный университет, Краснодар, Россия*

Для решения ряда практических задач требуется объемная плазма атмосферного давления. В частности, такая задача актуальна в процессах очистки и стерилизации воздуха в лабораторных помещениях по исследованию наноматериалов. Одним из источников объемной плазмы является газовый разряд с жидким электролитным катодом [1]. С помощью электрической дуги при определенных условиях также можно получить объемную плазму. Благоприятные условия образуются в так называемой «скользящей дуге» [2]. Целью данной работы явилось исследование возможности формирования объемной плазмы при совместном использовании двух источников: газового разряда с жидким электролитным катодом и электрической дуги. Принципиальная схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. Электрическое питание к дуге подавалось от инверторного источника типа ГОРН. Источником питания для газового разряда с жидким электролитным катодом служил выпрямитель с выходным напряжением 1700 В.

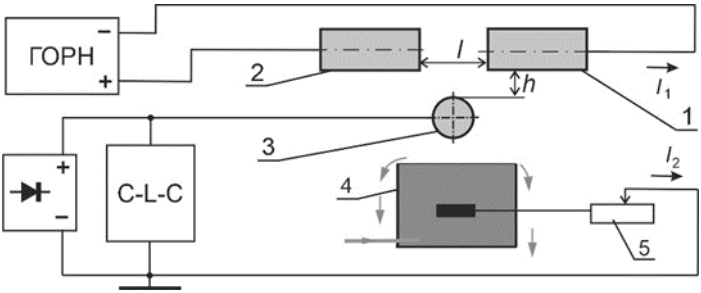


Рисунок 1. Схема экспериментальной установки. *1* – металлический катод; *2*, *3* – металлические аноды; *4* – катодный узел с жидким электролитом; *5* – балластный резистор.

Электроды *1*, *2* и *3* были изготовлены из медных стержней и охлаждались водой. Они располагались горизонтально на разных уровнях.

Межэлектродное расстояние *l* для дуги устанавливалось в пределах 2-15 мм. Высота *h* расположения катода *1* над анодом *3* менялась в пределах 2-7 см. В качестве электролита использовались растворы хлорида натрия в дистиллированной воде. Удельная электрическая проводимость растворов σ находилась в пределах 10-15 мСм/см.

На рисунке 2 представлены мгновенные фотографии разрядов при автономном и совместном горении. Из сравнения кадров (а) и (г) видно, что в потоке плазмы размеры столба дуги существенно увеличиваются. Столб дуги из разрядного промежутка выдувается вверх, образуя плазменное облако. В моменты шунтирования облако исчезает (рис. 2в).

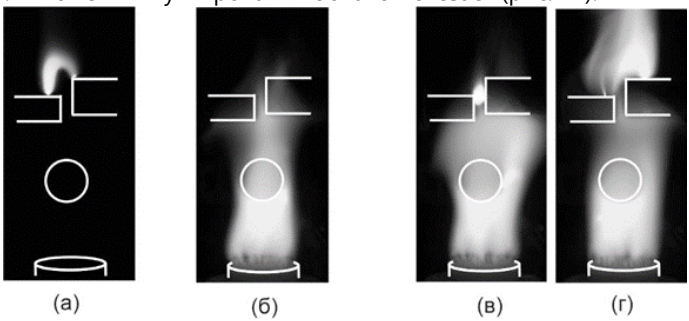


Рисунок 2. Мгновенные фотографии. Экспозиция 0,2 мс. (а) – дуга; (б) – разряд между жидким электролитом и металлическим анодом; (в) и (г) – дуга в потоке плазмы. l = 5 мм, h = 3 см. I_1 = 7 А. I_2 = 10 А.

В случае автономного горения дуга была стабильна на малых межэлектродных расстояниях. При больших *l* она удлинялась и обрывалась. В потоке плазмы не происходило обрыва дуги. Она горела непрерывно с пульсациями тока. Такие пульсации фиксировались на осциллограммах. Частота и амплитуда пульсаций уменьшалась при повышении тока I_2.

Таким образом, слаботочная дуга позволяет существенно увеличить объем плазменного столба.

Литература:

[1] Tazmeev K.K., Arslanov I.M., Tazmeev B.K., Tazmeev G.K. // Journal of Physics: Conference Series. 2019. V. 1393. P. 012061.

[2] Королёв Ю.Д. // Российский химический журнал. 2013. Т. 57. № 3-4. С. 108-120.

tazmeevh@mail.ru

СРАВНЕНИЕ МЕТОДОВ НАИМЕНЬШИХ КВАДРАТОВ И НАИМЕНЬШИХ МОДУЛЕЙ ПРИ МОДЕЛИРОВАНИИ ПРОЦЕССОВ ОБРАБОТКИ МАТЕРИАЛОВ ПЛАЗМОЙ ПАРОГАЗОВОГО РАЗРЯДА С ЖИДКИМИ ЭЛЕКТРОДАМИ

Р. Р. Таксеитов[1], Р. К. Галимова[1], З. Я. Якупов[1]

[1]КНИТУ-КАИ им. А.Н.Туполева, Казань, Россия

Введение. Математический аппарат является универсальным инструментом для описания технических проблем [1-5]. В работе сравниваются возможности применения двух математических методов – метода наименьших квадратов (МНК) [6] и метода наименьших модулей [7] – для обработки результатов технического эксперимента по изучению характеристик одной из модификаций электрического разряда. Как и в других областях техники и технологии [8] экспериментальное изучение процессов в низкотемпературной плазме может сопровождаться необходимостью решения задач на основе экстремального принципа, связанного одной из областей математики – теорией оптимального управления. Большое количество статистических данных, появляющихся при проведении экспериментов, описываемых в данной работе, требуют обобщения [9-10]. Наиболее часто для обработки экспериментальной статистической информации используется МНК. МНМ применяется реже, но его статистические свойства чаще оказываются лучше [1, 6-7]. Это определило их выбор для обработки результатов технического эксперимента по изучению характеристик исследуемых модификаций электрического разряда [11-14].

Актуальность исследования. Работа посвящена исследованию двух математических методов (МНК и МНМ) описания процесса обработки веществ с применением электрического разряда в паровоздушной среде и возможности обобщения результатов исследования для технологического описания различных модификаций парогазового разряда между твердым металлическим (или жидким неметаллическим) и жидким электродами.

Методы исследования. Схема технологического эксперимента представлена на рис. 1, где обозначено: 1. Электрохимическая ячейка; 2. Электролит (жидкий электрод); 3. Твердотельный металлический электрод; 4. Металлическая пластина. Технология обработки материала предполагает

одновременное воздействии на него как электрического разряда, так и электрохимических процессов [6-7, 9-14].

При воздействии на деталь низкотемпературной плазмы в межэлектродном промежутке в предпробойном режиме и во время пробоя на металлическом электроде происходит выделение водорода и кислорода.

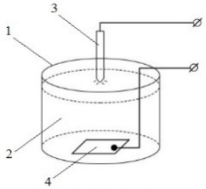


Рисунок 1. Схема технологического эксперимента

Этот процесс сопровождается выделением тепла, переходом газожидкостного состояния в парогазовое с образованием слоя газа и жидкости. Необходимость учитывать большое количество процессов значительно затрудняет математическое моделирование рассматриваемой физической системы [6-7, 9-14].

Коэффициенты диффузии и вязкости газовых смесей, были получены на основе строгой кинетической теории газов с использованием центрального потенциала Леннарда-Джонса (8-6) [6-7, 15-17]. МНК и МНМ позволили получить силовые параметры некоторых реальных газов. Для сравнения были использованы значения бинарных интегралов столкновений, полученные в экспериментах по рассеянию молекулярных пучков в интервале температур 2000^0-5000^0 *K* [17].

Результаты. Полученные значения силовых параметров для некоторых реальных газов представлены в таблице 1.

На рис. 2 ($\varphi(r)$ – потенциал Леннарда-Джонса; r – межмолекулярное расстояние), приведены потенциальные кривые для молекулярного водорода. Здесь цифрой 1 обозначена кривая, соответствующая потенциалу Леннарда–Джонса (8–6) с параметрами, полученными с использованием МНМ (табл. 1); цифрой 2 – классическому потенциалу Леннарда–Джонса (12–6) с параметрами, взятыми из справочника [17]; 3 – потенциалу типа Леннарда–Джонса (8–6) с параметрами, полученными с использованием МНК (табл. 1); 4 – экспериментальным данным по рассеянию молекулярного пучка [17]. Видно, что потенциал типа Леннарда–Джонса (8–6) лучше согласуется с потенциальной кривой, полученной на основе данных по рассеянию молекулярного пучка.

Выводы. Выбор алгоритма для решения задачи интерполяции, приближения кривой или сглаживания зависит от природы обрабатываемых данных и от желаемого результата на выходе.

Таблица 1. Значения силовых параметров

Вещество	МНК		МНМ	
	$\sigma,\ \mathring{A}$	$\varepsilon/\kappa,\ K$	$\sigma,\ \mathring{A}$	$\varepsilon/\kappa,\ K$
H_2	2.786	34	2.812	36
O	2.695	117	2.578	112
N_2	3.586	96	3.593	86
O_2	3.619	117	3.683	119
NO	3.324	124	3.154	129
CO	3.435	101	3.412	105

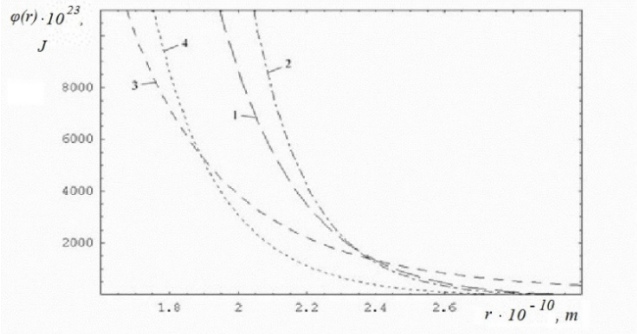


Рисунок 2. Потенциальные кривые для молекулярного водорода

Литература:

[1] Yakupov Z. Ya., Galimova R. K. Basic concepts of research of Lyapunov transformation groups. *Bulletin of the Kazan national technical University named after A. N. Tupolev,* PP. 171-176. V. 73, No. 4. 2017.

[2] Yakupov Z. Ya., Galimova R. K. Methods of least squares and least modules in scientific and technical calculations. Kazan: Kazan State Technical University, 2017. 140 p.

[3] Yakupov Z. Y. On the genesis of Hadamard matrices. *Analytical mechanics, stability and control: Proceedings of the X International Chetaev Conference.* June 12 - 16, 2012 Kazan. V. **1**. Kazan: Kazan Publishing House. State tech. Univ., 2012. PP. 539-543.

[4] Yakupov Z. Ya., Filichev A. S. Hadamard Matrices. Search for patterns in their orders. Lap Lambert Academic Publishing, 2014. 68 p.

[5] Yakupov, Z. Ya., Abdulaziz Abraham, H., Bogomolov, V. A., Plokhotnikov, S. P. Algorithm for constructing a modified relative phase permeability for an averaged

model of three-phase filtration in a multilayer layer // *IOP conference series: materials Science and engineering 765 (1)*, *012003*, 2020.

[6] Takseitov R. R., Galimova R. K., Yakupov Z. Y. Calculation of portable properties of some real gas mixtures at high temperatures. *Journal of physics: series of conferences 1588 (1)*, *012065*, 2020.

[7] Takseitov R. R., Galimova R. K., Yakupov Z. Y. On the issue of modeling the processing of materials by plasma of a vapor-gas discharge with liquid electrodes. *Journal of physics: series of conferences 1923(1), 012012,* 2021

[8] Tsareva A. M., Makaeva R. Kh., Safina D. M., and Galimova R. K. Diagnostics of Fracture of the Blover Impeller of Gas Turbine Engine Core by Using the Holographic Interferometry. *News of higher educational institutions. Aviation equipment,* 2020. No. 2. PP. 172 - 175.

[9] Galimova R.K., Yakupov Z.Y. The study of solutions of the Laplace equation in technological processes using vapor-gas discharges with liquid electrodes. *Journal of the Middle Volga Mathematical Society,* 2015. V. **17**. No. 1. 150 p. PP. 135-139.

[10] Galimova R.K., Yakupov Z.Y. Equations of the elliptic type in the modeling of technological processes. *Theory of functions, its applications and related issues: Materials of the XII International Kazan Summer Scientific School-Conference* (Kazan, 06.27-04.07.2015). Proceedings of the Mathematical Center. N. I. Lobachevsky. Kazan Mathematical Society. V. 51. Kazan: Kazan publishing house. Math. Society, Publ. house of the Academy of Sciences of the Republic of Tatarstan, 2015. 546 p. (PP. 144-146)

[11] Gajsin, F.M., Galimova, R.K., Khakimov, R.G. Vapor-gas discharge with nontraditional electrodes. *Elektronnaya Obrabotka Materialov,* 1994, (5), pp. 27–29

[12] Gajsin, F.M., Galimova, R.K., Khakimov, R.G. Gas-vapor discharge between liquid non-metallic electrodes. *Joint Proceedings on Aeronautics & Astronautics. Kazan State Technical University,* 1995. P. 69-72

[13] Morozova N.K., Galimova R.K., Gaisin F.M., Khasiev R.M. NMR-study of liquids at gas-vapor discharge processing. *Bulletin of the Kazan national technical University named after A. N. Tupolev,* PP. 112-115. No. 1. 1997.

Bulletin of the KSTU named after A.N.Tupolev

[14] Mardanov R. R., Kayumov R. R., Akhatov M. F., Gaisin A. F. A review of use of barrier discharge for modification of surface of polymers. *Journal of Physics: series of conferences 1588 (2020) 012029, LTP Coatings 2019*

[15] *Modern mathematics for engineers* / Ed. E. F. Beckenbach; per. from English under the general ed. I.N. Vekua. M .: Publishing house of foreign countries. Lit. 1959. 500 p.

[16] Ignat'ev V.N., Takseitov R. R. High-temperature coefficients of viscosity and diffusion of some gases and gas mixtures calculated on the basis of central potential. *Izvestiya Vysshikh Uchebnykh Zavedenij. Aviatsionnaya Tekhnika*, 2004 (4). 20-22.

[17] Alemasov V.E., Dregalin A.F., Tishin A.P., Khudyakov V. A. Thermodinamic and thermophisical properties of combustion products. Handbook in five volumes. Vol. 1. Moscow: VINITI, 1972. 267 p.

zymat@bk.ru

ПЛАЗМОХИМИЧЕСКИЙ МЕТОД ПОЛУЧЕНИЯ ПЛЕНКИ ПОЛИАНИЛИНА

М. П. Данилаев[1], В. А. Куклин[1, 2]

[1]*КНИТУ-КАИ, Казань, РФ*

[2]*КФУ, Казань, РФ*

Большое разнообразие свойств пленок проводящего полианилина (ПАНИ) от электропроводности и намагниченности до фотоэлектрического эффекта и газопроницаемости определяет широкий спектр практического использования данного материала [1–2]. Процесс синтеза проводящей пленки ПАНИ существенно упрощается при плазменно-химическом осаждении мономера из паровой фазы (PECVD) при давлении до 100мТорр [2]. Переход к плазме атмосферного давления, с использованием барьерного разряда, позволяет получить полимерную пленку с одновременным формированием углеродных частиц [3], что приводит к увеличению эффективности преобразования мощности фотоэлектрических элементов и увеличению проводимости [1,4]. Следует отметить, что для различных практических применений важна морфология образующейся пленки. В данной работе приведены результаты исследования морфологии пленки ПАНИ в зависимости от условий ее получения в плазме барьерного коронного разряда атмосферного давления.

Формирование пленки ПАНИ с одновременным образованием в ней углеродных частиц осуществлялось в барьерном коронном разряде переменного тока по методике, приведенной в [3,5] на предметном стекле (стекло марки СП-7102 толщиной 1мм).

Морфология поверхности образцов пленки после полимеризации изучалась методом сканирующей электронной микроскопии (СЭМ) с использование электронного микроскопа Zeiss Libra 120 со встроенным ОМЕГА. Структуры молекул ПАНИ (лейкоэмеральдин, эмеральдин, пернигранилин), которые обеспечивают различную проводимость возможно различать по цвету пленки [6]. Поэтому при исследовании динамики проводимости пленки ПАНИ снимались спектры ее поглощения. Измерения осуществлялись с использованием спектрометра StellarNet EPP2000 Spectrometer с разрешением 0.5нм. Контроль проводимости осуществлялся на постоянном токе по ГОСТ Р-50499-93, и на переменном

токе с использованием метода диэлектрической спектроскопии на спектрометре Novocontrol BDS-80.

Морфология поверхности пленки ПАНИ соответствует характерному для аморфных полимеров виду, в отличие от зернистой и гранулярной морфологии пленок, полученных электрохимическим осаждением или вакуумным напылением. Углеродные агломераты распределены достаточно равномерно по площади и имеют средний размер 4-6мкм. Существенной зависимости среднего размера агломератов от уровня плотности энергии не обнаружено. Изменение их концентрации имеет слабую тенденцию к увеличению с ростом энерговклада разряда и оценивается величиной (4÷7)·104 1/см^2.

Спектр поглощения пленки ПАНИ по завершению полимеризации соответствует лейкоэмеральдиновой форме полианилина. Это характеризуется отсутствием полосы поглощения в длинноволновой части спектра, которая определяется окисленным блоком в звене полианилина [7]. Воздействие атмосферы на пленку ПАНИ приводит к росту поглощения на длинах волн выше 500нм, что говорит об окислении части восстановленных блоков и переходе лейкоэмиральдина в форму эмеральдина [6]. Появление отдельной полосы поглощения в области 980нм можно связать с увеличением количества гидроксильных групп –ОН, поглощенных из атмосферного воздуха [8].

Таким образом, метод плазмо-химического осаждения из паров анилина позволяет получать однородные пленки без зернистой и гранулярной структур. Полимеризация пленки в вакууме обеспечивает формирование ПАНИ в форме непроводящего лейкоэмеральдина. Доля углеродных частиц кристаллической аллотропной формы возрастает с ростом плотности энергии разряда, что связано с ростом температуры в стримерах и чехле коронного разряда. Установлено, что структура поверхности полученных пленок соответствует виду, характерному для аморфных полимеров. Причем, сплошность покрытия достигается при плотностях энергии выше ~30 Дж/м, а средняя скорость роста пленки изменяется с ~1.2±0.2 мкм/мин (для ~25 мДж/м) до ~3±0.5 мкм/мин (для ~45Дж/м).

Научные исследования проведены при финансовой поддержке Минобрнауки России в рамках исполнения обязательств по Соглашению номер 075-03-2020-051/3 от 09.06.2020 (номер темы fzsu-2020-0021).

Литература:

[1] Межуев Я. О. и др. Новые аспекты механизма окислительной полимеризации анилина //Пластические массы. – 2011. – №. 3. – С. 25-30.
[2] Ndiaye A. A. et al. A better understanding of the very low-pressure plasma polymerization of aniline by optical emission spectroscopy analysis //Plasma Chemistry and Plasma Processing. – 2018. – Т. 38. – №. 4. – С. 887-902.
[3] Danilaev M. P. et al. Single-stage plasma-chemical synthesis and characterization of carbon nanoparticle-polymer suspensions //Plasma Processes and Polymers. – 2020. – Т. 17. – №. 4. – С. 1900204.
[4] Wang R. X., Huang L. F., Tian X. Y. Understanding the protonation of polyaniline and polyaniline–graphene interaction //The Journal of Physical Chemistry C. – 2012. – Т. 116. – №. 24. – С. 13120-13126.
[5] Bogoslov E. A. et al. Morphology of polymer film coatings produced in a barrier gas discharge at atmospheric pressure //Inorganic Materials: Applied Research. – 2018. – Т. 9. – №. 3. – С. 385-388.
[6] Боева Ж. А., Сергеев В. Г. Полианилин: синтез, свойства и применение //Высокомолекулярные соединения. Серия С. – 2014. – Т. 56. – №. 1. – С. 153-153.
[7] Компан М. Е. и др. Электропроводящий полианилин-молекулярный магнетик с возможностью химического управления магнитными свойствами //Физика твердого тела. – 2012. – Т. 54. – №. 12. – С. 2275-2281.
[8] Зуев В. Е., Креков Г. М. Оптические модели атмосферы. – 1986.

danilaev@mail.ru

ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ, ДАВЛЕНИЯ И ФРАКЦИИ НАНОЧАСТИЦ НА ИЗМЕНЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРОПРОВОДНОСТИ КОЛЛОИДНЫХ НАНОЖИДКОСТЕЙ

Тиллоева Т.Р.[1], Сафаров М.М.[1], Зарипова М.А.[1]

[1]*Таджикский технический университет им. Акад. М.С. Осими, Душанбе*

В работе приведены результаты исследований по температуропроводности коллоидных наножидкостей в зависимости от изменения одного из параметров состояния (давления). Исследования были проведены как с изменением давления опыта, так и с изменением нанометрических размеров частиц серебра в жидкости. По полученным результатам были выведены соответствующие эмпирические уравнения и был выполнен надлежащий сравнительный анализ, путем сопоставления экспериментальных и расчетных данных по температуропроводности. Пригодности выведенных уравнений свидетельствует удовлетворительное совпадение полученных данных с расчетными в пределах 1,79% при a=0,95. Ключевые слова: давление, коллоид, наносеребро, температуропроводность.

Коллоидные системы относятся к дисперсным системам, в которых одно вещество в виде различной величины частиц равномерно распределено в другом веществе. Дисперсная система состоит из дисперсной фазы (мелкораздробленное вещество) и дисперсной среды (однородное вещество), в которой и распределена дисперсная фаза. К дисперсным системам относятся обычные и коллоидные растворы, а также суспензии и эмульсии, которые, в свою очередь, друг от друга отличаются размерами частиц или степенью дисперсности. Дисперсные системы классифицируют по их агрегатному состоянию, по размеру частиц, по природе дисперсной фазы и среды. По степени дисперсности, в основном, различают – грубодисперсные и коллоидные системы, первые из которых включают частицы дисперсной фазы размером 10^{-7}м, а вторые частицы дисперсной фазы размером 10^{-7}м – 10^{-9}м [6].

В настоящей работе нами был исследован коллоидный водный раствор наносеребра с разным диаметром частиц от 2 до 10нм. Работа посвящена экспериментальному изучению температуропроводности данного вещества в зависимости от изменения давления опыта.

В последние годы для изучения процесса теплопереноса все больше прибегают к методу лазерного импульса (метод Паркера [1]), который основан на поглощении импульса энергии в тонком слое поверхности исследуемого вещества и фиксировании температурного изменения его противоположной поверхности во времени [2,3]. Полученные при помощи данного метода значения позволяют рассчитать такие теплофизические характеристики, как температуропроводность, удельную теплоемкость, теплопроводность широкого круга материалов в виде твердых тел, порошков, жидкостей, пастообразных веществ, волокнистых материалов, пленок [4].

Таблица 1. Экспериментальные значения температуропроводности ($\alpha \cdot 10^7$, $м^2/с$) коллоидного водного раствора наносеребра с концентрацией нанометаллических частиц 0,05% в зависимости от диаметра частиц и давления при комнатной температуре [5].

P, МПа / d, нм	0,101	0,108	0,114	0,121	0,128	0,135	0,141
2	1,372	1,449	1,511	1,57	1,661	1,732	1,772
5	1,245	1,282	1,317	1,331	1,443	1,553	1,583
10	0,964	0,994	1,029	1,059	1,056	1,135	1,176

По значениям, приведенным в таблице 1 видно, что с повышением давления от 0,101МПа до 0,141МПа температуропроводность исследуемых образцов увеличивается на ~ (20-29)%, а по мере увеличения диаметра наночастиц серебра при давлении 0,141МПа с концентрацией 0,05% температуропроводность уменьшается на ~ 33,6%, Объяснить это можно тем, что также, как и теплопроводность, температуропроводность зависит от межмолекулярных сил взаимодействия и расстояния между этими частицами, посредством которых собственно и осуществляется перенос тепловой энергии, а поскольку температуропроводность характеризует скорость распространения тепловой энергии, то данные факторы оказывают существенное влияние на этот параметр. В исследуемом нами образце взаимодействуют частицы жидкости и частицы твердого тела, равномерно распределенного в ней. В связи с тем, что маленькие частицы обладают большей удельной поверхностью, по сравнению с раствором той же концентрации, но большим размером наночастиц серебра, то соответственно поверхность соприкосновения с частицами жидкости возрастает, и скорость сообщения тепловой энергии также растет [5].

После выполнения соответствующей обработки полученных экспериментальных данных путем использования закона соответственных состояний и термодинамического подобия нами было получено эмпирическое уравнение в виде:

$$\alpha = \left[0{,}8152\left(\frac{\mathrm{P}}{\mathrm{P}^*}\right) + 0{,}2307\right] \cdot [-0{,}0545 \cdot 10^{-7} d + 1{,}61 \cdot 10^{-7}] \text{м}2/c$$

С помощью предложенного уравнения (при n=0,05% и d=2÷10нм) можно вычислить температуропроводность исследованных коллоидных водных растворов наносеребра в зависимости от изменения давления опыта в интервале (0,101-0,141)МПа при комнатной температуре с погрешностью 1,79%.

Литература:

[1] Кузнецов, Г.В. Об условиях применения импульсных методов определения теплофизических характеристик конструкционных материалов / В.Г. Кузнецов, М.Д. Кац // Известия Томского политехнического университета – 2008. Т. 312. №4. С10-13

[2] Шашков, А.Г. Методы определения теплопроводности и температуропроводности. /А.Г.Шашков, Г.М.Волохов, Т.Н. Абраменко// М.: Энергия, 1973. –335 с

[3] Клюев, В.В. Неразрушающий контроль. / В.В.Клюев // Справочник М: Машиностроение 2004. –679 с.

[4] Тиллоева, Т.Р. Теплофизические и термодинамические свойства коллоидного водного раствора наносеребра в зависимости от температуры и давления. /Тахмина Рустамовна Тиллоева// Дисс. кан. тех.наук – Казань, 2016г, 164с.

[5] Зимон, А.Д. Коллоидная химия. / А.Д.Зимон // М.: Агар, 2003. – 320 с.

(e-mail: tahmina17@mail.ru)
(e-mail: mahmad1@list.ru)
(e-mail: mohira.zaripova@list.ru

ПОВЕРХНОСТНОЕ НАТЯЖЕНИЕ КОЛЛОИДНЫХ СИСТЕМ КАСТОРОВОГО МАСЛА И БЕНЗОЛА ПРИ Р=0,101МПА

Раджабов А.Р.[2], Хакимов Д.Ш.[2], Сафаров М.М.[1]

[1]*Таджикский технический университет им. Акад. М.С. Осими, Душанбе*
[2]*Институт энергетики Таджикистана, район Кушоншён, Таджикистан*

Аннотация. В статье описывается производство и использование бензола и смазочных материалов. Сочетание этих растворов представляет новую химическую формулу. Приведены методы измерения коэффициента поверхностного натяжения этих жидкостей. Результаты исследования представлены в виде таблиц и диаграмм.

Ключевые слова: поверхностное натяжение, капельный метод, касторовое масло, бензол.

Бензол был открыт английским естествоиспытателем М. Фарадеем в 1825 году. Ему была приписана правильная формула С6Н6, однако истинное строение молекулы в течение долгого времени оставалось загадкой.

В промышленности ароматические углеводороды получают из нефти или из каменного угля, при сухой перегонке которого наряду со смолой и коксом образуется газ, в 1м3 которого содержится около 30г бензола. Каменноугольная смола тоже содержит производные бензола. В таблице 1 представлены коэффициенты поверхностного натяжения компонентов исследуемых образцов (при 20 °С).

Таблица 1 Коэффициенты поверхностного натяжения компонентов исследуемых образцов (при 20 °С).

Компоненты	α, 10-3Н/м
Бензол	29
Масло касторовое	35,4 (18°С)

Для измерения коэффициента поверхностного натяжения исследуемых растворов при атмосферном давлении и комнатной температуре нами использован капельной метод. Общая относительная погрешность измерения коэффициента поверхностного натяжения растворов при доверительной вероятности α=0,95 равна 1,05%.

Таблица 2. Экспериментальные данные по измерению коэффициента поверхностного натяжения (α) исследуемых растворов от концентрации бензола

n%	№1	№2	№3	№4	№5	№6	№7	№8	№9
$\sigma \cdot 10^{-3}$, Н/м экс.	35,5	33,7	32,9	32,5	27,7	27	25,9	25,1	24
$\sigma \cdot 10^{-3}$, Н/м выч.	35,45	33,93	32,41	30,88	29,36	27,84	26,32	24,8	23,283
Δ,%	0,13	-0,69	1,489	4,957	-6	-3,137	-1,645	1,179	2,988
Общая среднеарифметическая погрешность равна Δ = 2,54%									

Образец №1-(100% костровое масло);
Образец №2-(87,5% костровое масло +12,5% бензол);
Образец №3-(75% костровое масло +25% бензол);
Образец №4-(62,5% костровое масло +37,5% бензол);
Образец №5-(50% костровое масло +50% бензол);
Образец №6-(37,5% костровое масло +62,5% бензол);
Образец №7-(25% костровое масло +75% бензол);
Образец №8-(12,5% костровое масло +87,5% бензол);
Образец №9-(100% бензол)

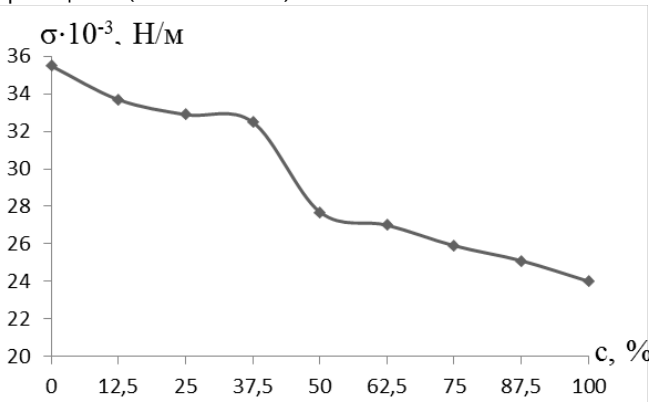


Рисунок. 1. Диаграммы изменения коэффициента поверхностного натяжения (σ, Н/м) системы (касторовое масло + бензол) при атмосферном давлении (P= 0,101-МПа) и комнатной температуре (T=293K) от концентрации бензола. Образец №1-(100%костровое масло);ОбразецN№2-(87,5% костровое масло +12,5% бензол); Образец №3-(75% костровое масло +25% бензол); Образец №4 (62,5% костровое масло +37,5% бензол); Образец №5-(50% костровое масло +50% бензол); Образец №6-(37,5% костровое масло +62,5% бензол);Образец

№7-(25% костровое масло +75% бензол);Образец №8-(12,5% костровое масло +87,5% бензол); Образец №9-(100% бензол)

Как видно из таблицы 1 и диаграммы (рисунке 1) с ростом концентрации бензола коэффициент поверхностного натяжения касторового масла уменьшается по линейному закону.

Уравнение прямой линии, представленного на рисунке 1, имеет вид:

$$\sigma = (-0{,}1217x + 35{,}453)*10^{-3}, \text{ Н/м} \quad (1)$$

Для обобщения экспериментальных данных по измерению коэф-фициентов поверхностного натяжения исследуемых растворов нами использованны следующее выражение:

$$\frac{\sigma}{\sigma_1} = f\left(\frac{n}{n_1}\right)$$

где, σ, σ 1 – соответственно коэффициенты поверхностного натяжения растворов при n и n 1: n 1 =0,081%.

Согласно значениям таблицы 1 и графика, приведенного на рисунке 1, с увеличением концентрации бензола коэффициент поверхностного натяжения в растворе увеличивается по линейному закону.

Литература:

[1] Неъматов А., Исмонов Ф.Д., Маджидов Х., Давлатов Р.Дж., Раджабов А.Р., Хакимов Д.Ш. Взаимосвязь между динамической и термодинамической характеристиками растворов системы бензол и полимера при атмосферном давлении, T=293K.// Вестник Таджикского национального университета (Серия естественных наук). -Душанбе: Сино, 2018. -№1. -С. 131-136.

[2] Раджабов А.Р., Сафаров М.М., Хакимов Д.Ш., Давлатов Р.Дж. Плотность системы касторовое масло от концентрации бензола при атмосфер-ном давлении и комнатной температуры.// Вестник Таджикского национального университета (Серия естественных наук). -Душанбе: Сино, 2018. -№4. -С.76- 83.

ФОРМИРОВАНИЕ ТВЕРДОГО РАСТВОРА A-FE(SN) ПРИ ИОННО-ПЛАЗМЕННОМ НАПЫЛЕНИИ И ТЕРМИЧЕСКОМ ВОЗДЕЙСТВИИ

А. К. Жубаев[1], М. Ж. Кылычмурадова[1], Б. А. Таскалиев[1], Е. А. Кантарбай[2]

[1]*Актюбинский региональный университет им.К.Жубанова, Актобе, Казахстан*

[2]*Международный университет информационных технологий, Алматы, Казахстан*

Растворимость атомов олова в α-Fe становится заметной при 500°C и составляет 3.2% ат. Sn при 600°C, достигая максимального значения 9,2% ат.% Sn при 900°C [1]. Исследование термически индуцированных фазовых превращений в тонких фольгах обусловлен значительно меньшими временами релаксации неравновесных процессов, возможность применения неразрушающих методов анализа и возможностью определения относительного содержания фаз на поверхности и в объеме образца.

В работе [2] были исследованы слоистые системы Sn(4 мкм)-Fe(10 мкм), полученные ионно-плазменным напылением олова на фольги армко-железа и подвергнутые последовательным 5-часовым изохронным отжигам а интервале температур 550–850°C в вакууме с остточным давлением 6×10^{-6} мм рт.ст. Показано образование интерметаллических соединений в соответствии с фазовой диаграммой бинарной системы Fe-Sn.

В твердом растворе α-Fe(Sn) в ближайшем окружении атома Fe находится 8 соседних атомов. Если предположить, что атомы Sn могут равновероятно замещать позиции атомов Fe из ближайшего окружения, то можно рассчитать вероятность появления m атомов Sn в ближайшем окружении атома Fe, используя биномиальное распределение

$$\mathrm{P}(m;\mathrm{C_{Sn}}) = \frac{8!}{m!\,(8-m)!}\mathrm{C_{Sn}}^{m}(1-\mathrm{C_{Sn}})^{8-m}.$$

При этом каждой конфигурации ближайшего окружения соотвествует свой парциальный спектр. Были вычислены относительные интенсивности I(m) всех парциальных спектров для твердых растворов Fe-2.1% ат. Sn, Fe-2.5% ат. Sn, Fe-5% ат. Sn, Fe-7.8% ат. Sn. Используя методику [3], были смоделированы мессбауэровские спектры вышеуказанных твердых

растворов (рис.1). Сравнение с экспериментальными спектрами показывают хорошую корреляцию.

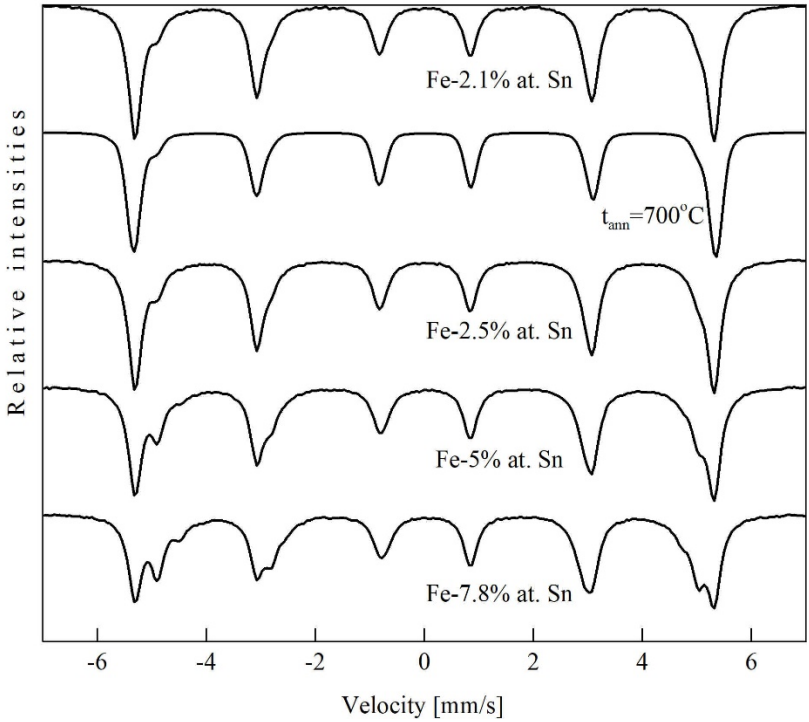


Рисунок 1. Моделированные и экспериментальный спектры

Литература:

[1] Лякишев Н.П. Диаграммы состояния двойных металлических систем: Справочник: в 3т. – М.: Машиностроение, 1997. 1024с.

[2] Zhubaev A.K., Mukhanbetzhan T.S., Yerezhepova S.K. Modelling of phase composition of Sn-Fe layered system obtained by ion-plasma sputtering. // IOP Conf. Series: Journal of Physics: Conf. Series 1281 (2019) 012097

[3] Zhubaev A.K., Yerezhepova S.K., Mukhanbetzhan T.S. Modelling of Mossbauer spectra of layered metal systems obtained by ion-plasma sputtering. // IOP Conf. Series: Journal of Physics: Conf. Series 1393 (2019) 012155

mosslab.kz@mail.ru

ПЛАЗМЕННАЯ ТЕХНОЛОГИЯ ПОЛУЧЕНИЯ ПОЛЫХ АЛЮМОСИЛИКАТНЫХ МИКРОСФЕР

В. В. Шеховцов[1], Н. К. Скрипникова[1], О. А. Кунц[1], А. Б. Улмасов[1]

[1]Томский государственный архитектурно-строительный университет, Томск, Россия

На сегодняшний день известно три традиционных метода получения полых сферических частиц, имеющих различные параметрические характеристики и фазовый состав. Базовым принципом технологических процессов является нагрев конденсированной фазы до образования конечного продукта (полые плотные сферические частицы). К первому методу относится гидросепарация золы уноса [1], полученный концентрат представлен алюмосиликатными полыми сферическими частицами диаметром от 5 до 1000 мкм. В основу второго метода положен нагрев предварительно сваренного стеклопорошка (боросиликатная стекломасса B_2O_3 ≤ 10 масс. %) в газовых горелках [2]. Под действием тепловой нагрузки происходит диссоциация сернокислых анионов с выделением сернистого ангидрида, который раздувает каплю расплава. Переходя от обработки твердофазных сырьевых материалов различного состава, перспективное место занял метод обработки аэрозолей (прекурсоров), разбавленных водными растворами различных видов солей [3, 4]. Данный метод нашел применение в различных производственных отраслях промышленности (биомедицина [5], магнито- и газосорбенты [6], радиоэлектроника [7] и т.д.).

В данной статье приводятся результаты экспериментальных исследований влияния энергии термической плазмы на морфологию агломерированных частиц, состоящих из зольного остатка ГРЭС. Экспериментальные исследования проводились на электроплазменной установке, предназначенной для получения микросфер и микрошариков из оксидных материалов SiO_2, Al_2O_3, ZrO_2 [19]. Установка оснащена системой контроля технологических параметров (I – сила тока, U – напряжение, P – мощность, η – тепловое КПД), позволяющей регулировать и оптимизировать процесс плазменной обработки порошковых материалов. На рис. 1, а приведена вольт-амперная характеристика при различном расходе плазмообразующего газа (2-10 л/мин).

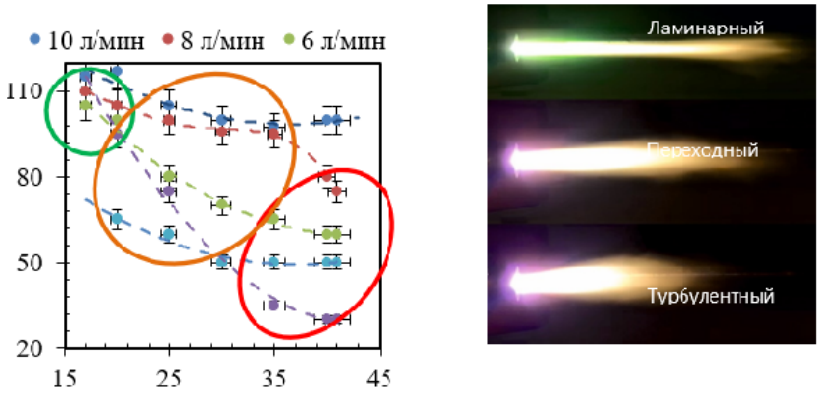
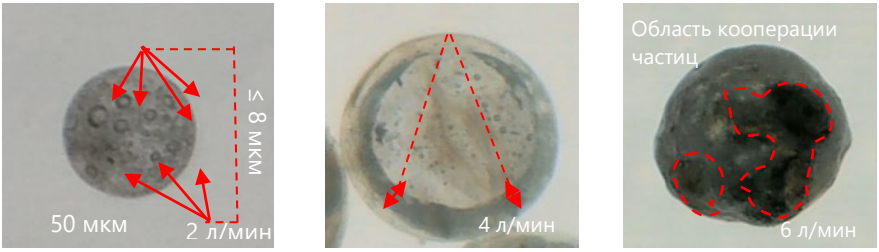


Рисунок 1. Режимы работы генератора энергии термической плазмы: *а* – вольт-амперная характеристика; *б* – фотографии плазменной струи в ламинарном (*1*), переходном (*2*) и турбулентном (*3*) режиме

Как можно наблюдать на рисунке1, *б*, при различной конфигурации работы генератора энергии термической плазмы продолжительность пребывания частиц в зоне термического воздействия отличается в два раза (ламинарный/турбулентный). Одним из важнейших параметров формирования заданной морфологии частиц является режим истечения плазменной струи. Для наглядного влияния режимов истечения плазменной струи на морфологию агломерированных порошков на основе зольного остатка ГРЭС проведена серия экспериментальных исследований. В рамках экспериментов обрабатывался порошок фракцией 90-100 мкм и средней закрытой пористостью 1 – $\rho_{нас}/\rho_{ист}$=0,45±0,08. На рисунке. 2 представлены снимки оптической микроскопии обработанного агломерированного порошка при различных режимах истечения плазменной струи.

Экспериментальные исследования показали, что при вариации расхода плазмообразующего газа (воздух 2; 4; 6 л/мин) агломерированные частицы, по выходу из зоны активного нагрева плазменной струи, формируют три различных вида сферических структур. При максимальном времени пребывания агломерированной частицы осуществляется её перегрев, что приводит к максимальному давлению газа внутри частицы и разрыву оболочки с последующим формированием плотной капли расплава. При этом в поверхностном слое остаются отдельные капсулированные газовые включения. Обработанный агломерированный порошок при G_g = 4 л/мин характеризуется полой сферической частицей с

толщиной оболочки δ≤6 мкм, при этом визуальная оценка показывает наличие осветленной стекломассы, что говорит о протекании процесса осветления стекломассы при традиционной варке стекла.



а б в

Рисунок 2. Морфология обработанного агломерированного порошка на основе зольного остатка ГРЭС в плазменной струе при различном расходе плазмообразующего газа: *а* – плотная частица с отдельными газовыми включениями в поверхностном слое; *б* – полая сферическая частица; *в* – остеклованная агломерированная частица

Влияние плазменной струи в турбулентном режиме (при G_g = 6 л/мин) на агломерированные частицы приводит к формированию жидкой пленки на поверхности частицы. При выходе из зоны активного нагрева расплавленный слой претерпевает фазовый переход, жидкая пленка аморфизируется, образуя пленку толщиной δ <1 мкм. Проведенные экспериментальные исследования отображают механизм [8] формирования полых частиц на основе агломератов алюмосиликатного состава.

Литература:

[1] Исмагилов З.Р., Шикина Н.В., Журавлева Н.В., Потокина Р.Р., Рудина Н.А., Ушаков В.А., Теряева Т.Н. Исследование алюмосиликатных микросфер из золыуноса электростанций, использующих угли кузбасса // Химия твердого топлива. 2015. № 4. С. 49 – 57.
[2] Bessmertnyi V.S., Krokhin V.P., Lyashko A.A., Drizhd N.A., Shekhovtsova Zh.E. Production of glass microspheres using the plasma-spraying method // Glass and Ceramics. 2001. V. 58. Nos. 7–8. P. 268 – 269.
[3] Menghao Li, Deren Wang, Jianchao Xue, Ruixia Jia Direct preparation of $Y_3Al_5O_{12}$ hollow microspheres using cathode plasmaelectrolytic deposition // Ceramics International. 2019. V. 45, Nos. 18, P. 24919 – 24922.

[4] Жуков А.С., Архипов В.А., Бондарчук С.С., Гольдин В.Д. Оценка морфологии частиц при плазмохимическом синтезе керамических порошков // Химическая Физика. 2013. Т. 32. № 12. С. 52 – 58. [Zhukov A.S., Arkhipov V.A., Bondarchuk S.S., Gol'din V.D. Evaluation of the morphology of particles produced by plasma-chemical synthesis of ceramic powders // Russian Journal of Physical Chemistry. 2013. V. 7. Nos. 6. P. 777 – 782]

[5] Qiu J., Camargo P.H.C., Jeong U., Xia Y. Synthesis, Transformation, and Utilization of Monodispersed Colloidal Spheres // Accounts of Chemical Research. 2019. V. 52. Nos. 12. P. 3475 – 3487.

[6] Fomenko E.V., Rogovenkoa E.S., Solovyova L.A., Anshits A.G. Gas permeation properties of hollow glass-crystalline microspheres // RSC Adv. 2014. V. 4. P. 9997 – 10000.

[7] Kolesnikov E., Karunakaran G., Godymchuk A., Vera L., Yudin A.G., Gusev A., Kuznetsov D. Investigation of discharged aerosol nanoparticles during chemical precipitation and spray pyrolysis for developing safety measures in the nano research laboratory // Ecotoxicology and Environmental Safety. 2017. V. 139. P. 116 – 123.

[8] Власов В.А., Шеховцов В.В., Волокитин О.Г., Волокитин Г.Г., Скрипникова Н.К., Клопотов А.А. Физические процессы, происходящие при образовании полых сферических частиц SiO_2 в потоке термической плазмы // Известия высших учебных заведений. Физика. 2018. Т. 61. № 4 (724). С. 92 – 98.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 20-79-10102)

kunts.98@mail.ru

ПРОИЗВОДСТВО ВОДОРОДА ИЗ ТЯЖЕЛЫХ УГЛЕВОДОРОДОВ

Б. А. Тимеркаев[1], Г. Р. Ганиева[2], Б. Р. Шакиров[1], А. А. Залялиева[1]

[1]КНИТУ-КАИ, г. Казань, Республика Татарстан, Россия

[2]Казанский федеральный университет, г. Казань, Республика Татарстан, Россия

Аннотация. В работе изучен механизм воздействия дугового разряда на тяжёлое углеводородное сырьё. Механизм образования заряжённых частиц в микроразрядах с утопленными электродами является ударно-ионизационным. В результате взаимодействия углеводородного сырья с дуговым разрядом происходит разбиение длинных молекул углеводородов, образуются лёгкие углеводороды, такие как этилен, водород, метан. В случае организации микродугового разряда щадящий тепловой режим обеспечивает также щадящее разбиение длинных молекул углеводородов и в этом случае в большем количестве образовываются бензиновые фракции нефти по сравнению со случаем воздействия на сырьё обычным дуговым разрядом.

В настоящее время во всем мире идут поисковые и внедренческие работы по переходу к альтернативным источникам энергии. Главная цель этих работ – переход к зеленой энергетике, переход к возобновляемым источникам энергии и уменьшение выбросов углекислого газа в атмосферу. Зеленая энергетика, в основном, ориентирована на солнечную, ветровую, геотермальную энергии. Сюда же можно отнести энергию гидроэлектростанций и, в меньшей степени, ядерную энергетику. Одно из главных направлений зеленой энергетики – это водородная энергетика. Водородная энергетика в технологическом плане является достаточно сложной для реализации. Но в то же время водород относится к экологически чистому энергоносителю. Наиболее привлекательно производство водорода из воды, используя в качестве энергии для разделения молекул воды на кислород и водород солнечную энергию на южных широтах.

На переходном этапе основным источником получения водорода является паровая конверсия метана и природного газа. Ученые уже многие годы занимаются этой проблемой. Уже разработаны различные способы конверсии углеводородного газа. Одним из таких способов является плазмохимический метод. Плазмохимический метод конверсии

метана с получением водорода и синтеза углеродных нанотрубок можно считать абсолютно «зеленой» в плане выбросов углекислого газа в атмосферу. Причем по энергетической эффективности полученный таким способом водород с учетом более высокой температуры сгорания лишь немного уступает энергии сжигания метана напрямую. Углеродные нанотрубки в данном процессе также относятся к целевому продукту. В качестве источника энергии для данного процесса также может быть использована солнечная энергия. Преимущества и проблемы водородной энергетики подробно обсуждены в [1, 2].

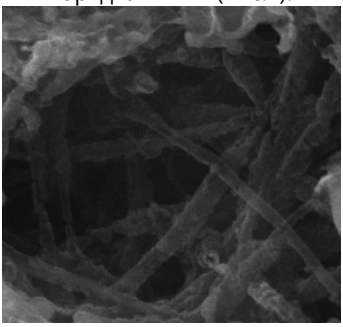
В последнее время для разложения углеводородов с целью получения различных целевых фракций стали применять разряды в газовых пузырях (см., например, [3-6]). В работе [4] был применен способ разложения этанола в плазме микроволнового разряда и в электрической дуге. Основными газовыми продуктами явились водород, ацетилен, метан и этилен, из них до 80 об. % составил водород. В работе [5,6] дуговой разряд зажигался в газовом пузыре в мазуте. В таком разряде авторам работы удалось синтезировать углеродные нанотрубки. Генерация водорода и водородосодержащих компонентов может идти как на стадии электролиза, так и при горении разряда.

В данной работе для получения водорода из мазута и синтеза нанотрубок была использована утопленная в мазут дуга. Эксперименты были проведены с медными охлаждаемыми и с графитовыми электродами. В ходе экспериментальных исследований значения силы тока варьировались от 30 до 80А, а напряжение от 20 до 50В, в зависимости от межэлектродного расстояния. При погружении электрической дуги в мазут горение дуги происходит в газовом пузыре. Высокая температура плазмы вытесняет жидкость из области локации дуги и разряд горит в парах углеводородов, испарившихся в данный газовый пузырь из его же внешних границ. Содержащиеся в газовом пузыре пары углеводородов подвергаются высоким температурам, а также атакуются электронами плазмы. В результате может происходить стопроцентная конверсия углеводородов. По мере накопления газов в газовом пузыре, пузырь расширяется и под действием силы Архимеда поднимается наверх. Если электроды погружены в мазут достаточно глубоко, то газовый пузырек отрывается от основного пузыря и всплывает наверх.

Проанализируем явления, которые происходят при разложении углеводородного сырья микродуговым разрядом. В ходе эксперимента теплоотвод от дуги осуществляется за счёт естественной конвекции мазута, который, как бы, омывает электрод. В электрической дуге,

утопленной в углеводородное сырьё, устанавливается давление, которое соответствует глубине погружения микродугового разряда и силе поверхностного натяжения на границе газопарового пузыря. Так как глубина мазута всего несколько сантиметров, то и давление окажется порядка атмосферного. Та часть мазута, которая непосредственно контактирует с дугой, будет находиться в состоянии кипения, поставляя в область разряда разнообразные нефтяные фракции. Поверхностное кипение и сравнительно низкая теплопроводность мазута предотвращают перегрев основной массы мазута и его коксование. Во время эксперимента давление газа в камере (над поверхностью жидкости) поддерживается приблизительно равным атмосферному. Особенности разрядов с утопленными электродами заключаются в том, что они реализовываются в объёмах с кипящими жидкими стенками, а характеристики и условия их существования определяются электрической мощностью и параметрами жидкости, как в состоянии жидкости, так и в состоянии пара. Состав газа, полученный в ходе эксперимента, был исследован хроматографическим способом на газоанализирующем хроматографе «Кристалл 5000.2». Было установлено, что в выделившихся газах водород составляет 36%, этилен — более 47% и метан — около 7%. Таким образом, основными газовыми продуктами разложения мазута микродуговым разрядом являются этилен, водород и метан.

Также, в ходе эксперимента на электродах образовались углеродистые отложения, которые были проанализированы на электронном микроскопе. Оказалось, что в отложениях содержится большое количество углеродных нанотрубок (волокон) многослойной и однослойной структуры с характерным диаметром 9 –15 нм и различной длины порядка 1 мкм (Рис.1).



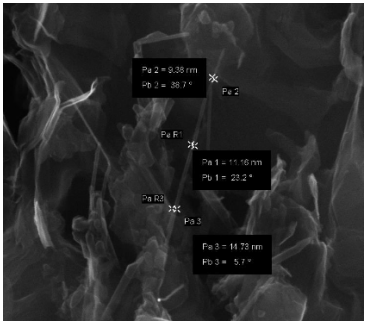


Рисунок 1. – Электронно-микроскопический снимок углеродистых отложений на электродах дугового разряда.

Таким образом, изучен механизм воздействия дугового разряда на тяжёлое углеводородное сырьё. Механизм образования заряжённых частиц в микроразрядах с утопленными электродами является ударно-ионизационным. В результате взаимодействия углеводородного сырья с дуговым разрядом происходит разбиение длинных молекул углеводородов, образуются лёгкие углеводороды, такие как этилен, водород, метан. В случае организации микродугового разряда щадящий тепловой режим обеспечивает также щадящее разбиение длинных молекул углеводородов и в этом случае в большем количестве образовываются бензиновые фракции нефти по сравнению со случаем воздействия на сырьё обычным дуговым разрядом.

Литература:

[1] Фатеев В.Н., Порембский В.И., Григорьев С.А., и др. Разработки и исследования водородных энергетических систем в Национальном Исследовательском Центре «Курчатовский институт». Известия высших учебных заведений. ПРОБЛЕМЫ ЭНЕРГЕТИКИ. 2021;23(2):128-148. https://doi.org/10.30724/1998-9903-2021-23-2-128-148.

[2] Яруллин Р.С., Салихов И.З., Черезов Д.З., Нурисламова А.Р. Перспективы водородных технологий в энергетике и в химической промышленности. Известия высших учебных заведений. ПРОБЛЕМЫ ЭНЕРГЕТИКИ. 2021;23(2):70-83. https://doi.org/10.30724/1998-9903-2021-23-2-70-83.

[3]. Samukawa S., Hori M., Rauf S., Tachibana K., Bruggeman P., Kroesen G., Whitehead J. C., Murphy A. B., Gutsol A. F., Starikovskaia S., Kortshagen U., Boeuf J-P, Sommerer T. J., Kushner M. J., Czarnetzki U., Mason N. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2012. V.45. 253001.

[4]. К. А. Аверин a, Р. С. Борисов a, Ю. А. Лебедев. Микроволновые разряды в жидких углеводородах: современное состояние. Химия высоких энергий, 2020, Т. 54, № 3, стр. 228-234.

[5]. Ganieva G.R., Timerkaev B.A. Decomposition of heavy hydrocarbons in argon arc with the sunken electrodes // Journal of Physics: Conference Series 669 (2016) 012061166.

[6]. Ganieva G. R., Timerkaev B. A., Ziganchin D. I. and Auhadeev M. M., Electrical microdischarges in liquids and prospects of their application in plasma chemistry/ Journal of Engineering Physics and Thermophysics, 2014. Vol 87, No3, pp 677-681. Ганиева Г.Р. Электрические микроразряды в жидкостях и перспективы их применения в плазмохимии / Ганиева Г.Р., Тимеркаев Б.А., Зиганшин Д.И., Аухадеев М.М. Инженерно-физический журнал. Т.87. No3. 2014.С.677 –681.].

*btimerkaev@gmail.com

СТАБИЛЬНЫЕ СВОЙСТВА ДВУМЕРНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ВОЛНОВОДОВ В МНОГОСЛОЙНЫХ КВАНТОВОРАЗМЕРНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ

Х. Ш. Джураев[1], Н. О. Маматкулова[1], Б. И. Махсудов[1]

[1]Таджикский национальный университет, Душанбе, Таджикистан

Гетеронанолазеры имеют увеличивающие радиационные свойства и различные структуры, в частности, интенсивные квантоворазмерные гетероструктуры, которые сейчас интенсивно исследуются [1,2].

Серьезной задачей улучшения радиационных свойств гетеронанолазеров является уменьшение температурной восприимчивости распространения напряженности в дальнем поле лазерного излучения. Понятно, что повышенная температурная чувствительность распределения интенсивности в дальнем поле инжекционных лазеров приводит к трудностям при использовании лазеров при комнатной температуре. Это затрудняет достижение максимальный энергии лазерного излучения при непрерывном функционировании устройства ввиду перегревания. Во время непрерывной работы температура внешнего слоя значительно увеличивается, ватт-амперная характеристика излучения лазера насыщается.

Современные технические средства производства полупроводниковых лазеров позволяют увеличивать квантоворазмерные гетероструктуры с множествами слоёв, которые, в свою очередь, требуют дополнительных изменений характеристик в конструкции с соблюдением температуры несамостоятельного излучения. Новейшие модификации не всегда предоставляют необходимую информацию.

Характеристики волноводов в новейших многослойных гетероструктурах и совершенствование температуры излучения лазеров сподвигли к формированию новых численных способов расчёта волноводов в многослойных гетероструктурах. Исходя из этого, важной задачей является поиск наилучшего численного расчета характеристик волноводов в гетеронаноструктурах, который позволит оптимизировать

температуру распространения лазерного излучения в дальнем направлении при неодинаковых характеристиках наноструктур.

В [3,4], на образец многослойных плоскостных оптических волноводов, волноведущие характеристики которых решаются не целым внутренним отображением от ограничения активного слоя и оболочки в качестве стандартных оптических волноводов, а посредством антирезонансного отображения от многослойной оболочки, ARROW-волноводов. Доказана результативность нового численного способа расчета диапазона и коэффициента поглощения результативных электромагнитных мод. Данный способ одинаково приемлем как к вычислениям электромагнитных мод в диэлектрических волноводах, так и к расчетам квантовых состояний электронов в многобарьерных полупроводниковых гетероструктурах.

Определены свойства многослойных волноводов, вычисленных на принципе полагаемого метода, найденными посредством раскрытия сложнейшей дисперсионной формулы в структурах матрицы перемещения. Для ясности представлено следствие вычисления излученного поглощения, в первую очередь, результирующей TE-моды планарного оптического волновода с помощью 52 пар слоев.

Авторами работы [1, 2], впервые экспериментальным путем выявлено понижение расходимости излучения InGaAs-гетеролазеров при повышении температуры. Посредством построения модификации волновода с колеблющимися аргументами выполнен расчет, в котором предусматривается разъяснить температурное понижение толщины излучении образцы и возрастание пороговой величины тока. Расчеты указывают на волноводные закономерности относительно ненормального температурного возрастания предельного значения тока продолжительных колебании InGaAs-гетеролазеров.

В [4] представлена несложная матричная технология для определения свойств лучеиспускания разнообразных мод, в том числе, утрата относительно необоснованной уступчатой плоскостной конструкции волновода со сложными коэффициентами преломления.

Таким образом, в настоящей работе предлагается новый метод формирования численного расчета характеристик волновода в гетеронаноструктурах, предусматривающего оптимизировать температуру распространения лазерного излучения в дальнем направлении при неодинаковых характеристиках наноструктур. Кратко этот подход изложен в [4,5].

Литература:

[[1] Елисеев П.Г., Богатов А.П., Махсудов Б.И. - Квантовая электроника, 1988, т.15, №2, с. 253-258.

[2] Швейкин В.И. Диаграмма направленности излучения квантоворазмерных лазеров InGaAS/GaAs, работающих на «вытекающей» моде /В.И. Швейкин, А.П. Богатова, А.Е. Дракина, Ю.В. Куриявко // Квантовая электроника. -1999. -том 26, №1. –с.33-36.

[3] Голант Е.И. Новый метод расчета спектра и радиационных потерь вытекающих мод многослойных оптических волноводов / Е.И. Голант, К.М. Голант // Журнал технической физики. -2006. -том 76, вып.8. –с.99-106.

[4] Джураев Х.Ш. Модельное исследование свойств объемных волноводов в многослойных квантоворазмерных полупроводниковых гетероструктурах /Х.Ш. Джураев, Н.О. Маматкулова, Б.И. Махсудов, Н. Нарзуллоев // Материалы международной научно-практической конференции «Проблемы и переспективы физики, техники и технологии» посвященной «Двадцатилетию изучения и развития естественных, точных и математических наук в сфере науки и образования» и 70-летию и 45-летию деятельности д.ф.-м.н., профессора А.Л. Кадырова. –Худжанд: ХГУ им. Академика Б.Гафурова. -2021. –С.17-23.

[5] Джураев Х.Ш. Математическая модель нанослойных оптических волноводов для исследования температурной зависимости распределения интенсивности в ближнем поле многослойных инжекционных лазеров / Х.Ш. Джураев, Б.И. Махсудов, Н.О. Маматкулова // Вестник Таджикского национального университета. Серия естественных наук. –Душанбе. -2019. -№4. –С.86-95.

ПЛОТНОСТЬ НАНОЖИДКОСТЕЙ НА ОСНОВЕ ТОЛУОЛА

К.Мирзоева[1], Матлаби Джабборзода[1], М.М.Сафаров[2]

[1]Таджикский технический университет им. Акад. М.С. Осими, Душанбе, Таджикистан
[2]Таджикский государственный педагогический университет имени С.Айни, Душанбе, Таджикистан

Цель настоящей работы: исследование плотности двухкомпонентных систем диоксида титана (наноразмерные частицы различной фракции (30нм,-50нм и 70нм)) (до 0,5%))+ толуол в интервале температур (293) К при атмосферном давлении (0,101) МПа.

Для определения плотности наножидкостей системы жидкого толуола с добавкой наночастиц при атмосферном давлении использована установка, [1,2] которая состоит из термостата и аналитических весов Результаты полученных данных по плотности наножидкостей приведены в таблицах 1-3.

Таблица 1.-Плотность (ρ,кг/м3) системы жидкого толуола и наноразмерных частиц диоксида титана различной фракции (TiO2, (ф=30нм)), в зависимости от температуры при атмосферном давлении (0,101) Мпа.

Образец / T, K	№1[3]	№2	№3	№4	№5	№6
293,2	867,5	870,6	872,8	875,3	878,3	881,5
303,6	858,2	861,5	864,4	867,6	870,3	873,6
313,2	848,3	851,4	854,5	857,4	860,4	862,5

Объекты исследования: №1-(толуол х.ч.); №2-(толуол х.ч.+0,1%.TiO2); №3-(толуол х.ч.+0,2%.TiO2);№4-(толуол х.ч.+0,3% TiO2); №5-(толуол х.ч.+0,4%.TiO2); №6-(толуол х.ч.+0,5% TiO2).

Таблица 2. Плотность (ρ,кг/м3) системы жидкого толуола и наноразмерных частиц диоксида титана различной фракции (TiO2, (ф=50нм)), в зависимости от температуры при атмосферном давлении (0,101) МПа.

Образец / T, K	№1[3]	№2	№3	№4	№5	№6
293,2	867,5	873,6	875,8	878,6	881,6	884,5
303,6	858,2	867,3	869,5	872,7	874,5	877,6
313,2	848,3	856,9	857,5	860,6	863,6	865,5

Объекты исследования: №1-(толуол х.ч.); №2-(толуол х.ч.+0,1%.TiO2);№3-(толуол х.ч.+0,2%.TiO2);№4-(толуол х.ч.+0,3% TiO2); №5-(толуол х.ч.+0,4%.TiO2); №6-(толуол х.ч.+0,5%TiO2).

Таблица 3. Плотность (ρ,кг/м3) системы жидкого толуола и наноразмерных частиц диоксида титана различной фракции (TiO2, (ф=70нм)) в зависимости от температуры при атмосферном давлении (0,101) МПа.

Образец / T, K	№1[3]	№2	№3	№4	№5	№6
293,2	867,5	879,6	881,8	885,6	888,6	890,5
303,6	858,2	873,4	876,5	880,7	883,5	885,6
313,2	848,3	856,9	860,5	865,6	869,6	871,5

Объекты исследования: №1-(толуол х.ч.); №2-(толуол х.ч.+0,1%.TiO2);№3-(толуол х.ч.+0,2%.TiO2);№4-(толуол х.ч.+0,3% TiO2); №5-(толуол х.ч.+0,4%.TiO2); №6-(толуол х.ч.+0,5%TiO2).

Результаты определения плотности показали, что с повышением температуры плотности исследуемых растворов уменьшается по закону первой степени. Плотность раствора с добавлением до 0,1% диоксида титана размером 70нм в толуоле при температуре 293K растет на 1,39%, а при температуре 313K это разница доходит до 1,06%. При добавлении в чистый толуол до 0,5% диоксида титана при 293K, плотность увеличивается до 2,67%. Таким образом, используя значения плотности исследуемых растворов, приведенных в таблицах 1-3, можно выявить вклад концентрации введенного в химически чистый жидкий толуол в зависимости от температуры и разной фракции нанонаполнителя.

$$\rho = \left[1{,}075 - 0{,}075\left(\frac{T}{T_1}\right)\right]\left(-45547m^2 + 1064{,}8m + 1000{,}6\right)\frac{\text{кг}}{\text{м}^3} \quad (1)$$

Данный расчет позволяет вывести заключения о том, что при добавлении в химически чистый толуол от 0 до 0,5% TiO2 увеличивается соответственно и его плотность, т.е. чем больше концентрации наноразмерных частиц, тем больше влияния наблюдается на плотность исследуемых растворов. По уравнению (1), зная концентрацию наночастиц TiO2 и размер фракций наночастиц, можно вычислить термодинамические характеристики (□,) и экспериментально неисследованных образцов системы (толуол+ диоксид титана с различными фракциями) в зависимости от температуры (293-313)K, при атмосферном давлении (0,101МПа) с погрешностью до 3,13%.

Литература:

[1] Сафаров, М.М. Теплофизические свойства простых эфиров и вод-ных растворов гидразина в зависимости от температуры и давления. / Махмадали Махмадиевич Сафаров//Дис. … д-ра т. наук. –Душанбе, 1993. –495 с.

[2] Сафаров, М.М. P-p-T зависимости водных растворов гидразина./ М.М. Сафаров, А.В. Картавченко.//Журнал Физ. химия,1993,М.,Т.67,№4.-С. 710 -712.

[3] Физико-химические свойства индивидуальных водородов. Справочник под. ред. Татевского В.М., М.:-1960.-873с.

*mirzoeva@mail.ru

ВЛИЯНИЕ КРЕМНИЕВЫХ ФУЛЛЕРЕНОВ НА ИЗМЕНЕНИЕ ТЕПЛОЕМКОСТИ ЭЛЕКТРОЛИТОВ NACL

С.С.Раджабова,[2] Т.Р.Тиллоева[2], М.М.Сафаров[1], М.А.Зарипова[1]
[1]Таджикский технический университет им. Акад. М.С. Осими, Душанбе, Таджикистан
[2]Таджикский государственный педагогический университет имени С.Айни, Душанбе, Таджикистан

Анализ электронной структуры фуллеренов показывает наличие π-электронных систем, для которых имеются большие величины нелинейной восприимчивости. Фуллерены действительно обладают нелинейными оптическими свойствами. Однако из-за высокой симметрии молекулы С60 генерация второй гармоники возможна только при внесении асимметрии в систему (например, внешним электрическим полем). С практической точки зрения привлекательно высокое быстродействие (~250пс), определяющее гашение генерации второй гармоники. Кроме того, фуллерены С60 способны генерировать и третью гармонику. Литературные данные по теплоемкости водных растворов NaCl при различных темпера-турах (288-323)К и массовой концентрации NaCl приводятся в работе (таблица 1) [2].

Таблица 1. Удельная изобарная теплоемкость (Ср,Дж/(кг.К)) водных растворов NaCl в зависимости от температуры и атмосферного давления [3].

T, K	№1[3]	№2	№3	№4	№5
288	3987,7	3853.8	3665,8	3519,6	3272,9
293	3975,2	3845.6	3657.5	3515.4	3272,9
313	3925,0	3799.6	3632,4	3494,5	3264,2
333	3882,2	3753,6	3603,2	3469,4	3239,5
353	3847,2	3699,3	3578,1	3415,1	3206,1
373	3791,3	3644,9	-	3314,7	3172.6

№1-(H2O+5%NaCl);
№2-(H2O+10%NaCl);
№3-((H2O+12,5%NaCl);
№4- (H2O+15%NaCl);
№5-(H2O+24,26%NaCl).

Таблица 2. Удельная изобарная теплоемкость (Ср,Дж/(кг.К)) водных растворов NaCl (H2O + 5%NaCl) в зависимости от температуры, концентрации фуллерена (Si) и атмосферного давления (0,101) МПа.

Образец / T, K	№1[3]	№2	№3	№4	№5	№6
288,2	3987,7	4032,6	4077,8	4122,3	4167,3	4210,6
293,6	3975,2	4020,5	4064,4	4110,6	4155,3	4201,9
313,2	3925,0	3969,4	4014,5	4055,4	4104,4	4149,3
333,6	3883,2	3928,1	3973,2	4018,3	4063,5	4108,4
353,4	3837,2	3882,8	3927,1	3972,3	4017,7	4062,6

№1-(H2O+5%NaCl+0,5%Si(фуллерен));
№2-(H2O+5%NaCl+1,0%Si(фуллерен));
№3-((H2O +5% NaCl+1,5%Si(фуллерен);
№4-(H2O+5%NaCl+2,0%Si(фуллерен);
№5 -(H2O+5% NaCl+ 2,5%Si (фуллерен));
№6-(H2O+5% NaCl+3,0%Si (фуллерен)).

Результаты исследования теплоемкости водных растворов NaCl в зависимости от температуры при атмосферном давлении авторами [2] и наши измерения по теплоемкости исследуемых растворов и внедренным в них наноразмерных кремниевых фуллеренов приведены в таблицах 2-4 и рисунок 1..

Таблица 3.Удельная изобарная теплоемкость (Ср,Дж/(кг.К)) водных растворов NaCl (H2O+ 10%NaCl) в зависимости от температуры, концентрации фуллерена (Si) и атмосферного давления (0,101) МПа.

Образец / T, K	№1[3]	№2	№3	№4	№5	№6
288,2	3853,8	3903,6	3953,8	4003,6	4053,6	4103,5
293,6	3845,6	3895,4	3945,5	3955,7	4005,5	4055,6
313,2	3799,5	3849,9	3899,5	3949,6	3999,6	4049,5
333,6	3753,6	3803,4	3853,6	3858,4	3908,5	3958,7
353,4	3699,3	3749,8	3799,4	3849,3	3897,3	3947,8
373.4	3644,9	3694,4	3744,2	3794,3	3844,4	3894,5
393,0	-	3639,2	3689,6	3739,3	3786,5	3836,5
413,5	-	3584,3	3634,1	3684,3	3734,8	3793,3
423.4	-	3529,5	3579,3	3629,4	3679,5	3729,6
433,2	-	3474,6	3524,6	3574,6	3624,0	3674,5

№1-(H2O+10%NaCl+0,5%Si(фуллерен)); №2-(H2O+10%NaCl+1,0% Si(фуллерен));
№3-((H2O+ 10%NaCl+1,5%Si(фуллерен); №4-(H2O+10%NaCl+2,0%Si(фуллерен);
№5-(H2O+10% NaCl+ 2,5%Si (фуллерен)); №6-(H2O+10% NaCl+3,0%Si (фуллерен).

Таблица 4. Удельная изобарная теплоемкость (Ср, Дж/(кг.К)) водных растворов NaCl (H2O+ 15,0%NaCl) в зависимости от температуры, концентрации фуллерена (Si) и атмосферного давления (0,101) МПа.

Образец / T, K	№1[3]	№2	№3	№4	№5	№6
288,2	3519,6	3569,6	3619,8	3669,6	3719,6	3769,6
293,6	3515,4	3565,4	3615,5	3665,7	3715,5	3765,8
313,2	3494,5	3544,9	3594,5	3644,6	3694,6	3744,5
333,6	3469,4	3519,4	3569,6	3619,4	3669,5	3719,3
353,4	3415,1	3465,8	3515,3	3565,3	3615,6	3665,6
373.4	3314,7	3364,4	3414,2	3464,3	3514,4	3564,8
393,0	-	3265,2	3315,6	3365,3	3415,5	3465,7
413,5	-	3156,3	3206,1	3256,3	3306,8	3356,4
423.4	-	3057,5	3107,3	3157,4	3207,5	3257,6
433,2	-	2957,6	3007,6	3057,6	3107,0	3157,2

№1-(H2O+15%NaCl+0,5%Si(фуллерен)); №2-(H2O+15%NaCl+1,0 % Si(фуллерен)); №3-((H2O +15%NaCl+1,5%Si(фуллерен); №4-(H2O+15%NaCl+2,0%Si (фуллерен); №5-(H2O+15% NaCl+ 2,5%Si (фуллерен); №6 - (H2O+15% NaCl+3,0%Si (фуллерен).

Далее результаты экспериментального исследования теплоемкости электролитов с внедренными в них кремниевых фуллеренов показали, что добавки в электролите кремниевых фуллеренов повышают теплоемкость растворов системы (NaCL+H2O). Полученные данные в виде таблиц приведены ниже (рисунок 1).

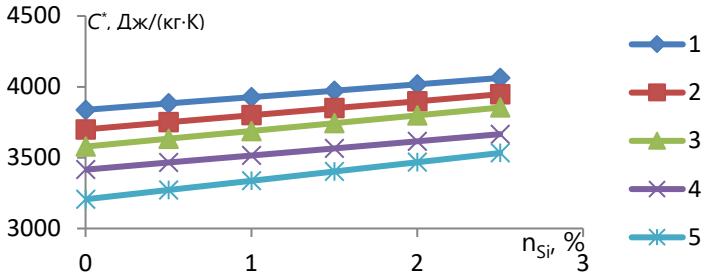


Рисунок 1. Зависимость теплоемкости (C*) от концентрации фуллерена nSi,% внедренных в электролит NaCl при температуре (T1=353K) и атмосферном давлении (0,101)МПа: (Образец №1-(H2O+5%NaCl)+(от 0 до 2,5%Si); Образец №2- (H2O+10%NaCl)+(от 0 до 2,5%Si); Образец №3- (H2O +12,5%NaCl)+(от 0 до 2,5%Si); Образец №4-(H2O +15%NaCl)+(от 0 до 2,5% Si); Образец №5- (H2O +24,26%NaCl)+(от 0 до 2,5%Si).

Как видно из графика, показанного на рисунке 1, удельная изобарная теплоемкость электролитов с внедренными в них кремниевых фуллеренов с повышением концентрации фуллеренов во всем диапазоне температуры растет на основе закона прямой линии.

Уравнение прямой линии, показанной на рисунке 1, имеет вид:

$$(C^*)= F\ (n_{Si}\ )+D,\ Дж/(кг.К) \qquad (1)$$

Коэффициенты уравнения (1), F и D приведены в таблице 5.

Таблица 5. Коэффициенты F и D уравнения (4) для исследуемых электролитов при температуре T1=353K и атмосферном давлении.

№	Образцы	F, Дж/ (кг.К.%)	D, Дж/ (кг.К)
1	(H2O+5%NaCl)+(от 0 до 2,5%Si)	90,063	3837,3
2	(H2O +10%NaCl)+(от 0 до 2,5%Si)	99,166	3699,8
3	(H2O +12,5%NaCl)+(от 0 до 2,5%Si)	110,11	3578,3
4	(H2O +15%NaCl)+(от 0 до 2,5% Si)	100.14	3415,2
5	(H2O +24,26%NaCl)+(от 0 до 2,5%Si)	130.62	3206.2

С помощью уравнения (1), с учетом значений таблицы 5, можно численно рассчитать удельную изобарную теплоемкость коллоидных электролитов системы (NaCl+H2O) при различных температурах, концентрации кремниевых фуллеренов и концентрации воды в атмосферном давлении.

Литература:

[1] Kaleeva A. A., Timerkaev B. A., Shamsutdinov R. S., Saifutdinova A. A., Shakirov B. R. Micro-arc method for the synthesis of silicon nanostructures. Journal of Physics: Conference Series 1870 (2021) 012012 IOP Publishing doi:10.1088/1742-6596/1870/1/012012 (Калеева А.А., Тимеркаев Б.А., Шамсутдинов Р.С., Сайфутдинов А.И., Шакиров Б. Р. Микродуговой способ синтеза наноструктур кремния. / 1-ая Всероссийская конференция с международным участием. «Газоразрядная плазма и синтез наноструктур”, “КНИТУ-КАИ ”, Казань, 2020.-С.120-122.)

[2] Ковалевская Н.С. Теплоемкость водных растворов NaCl./Н.С.Ковалевская// Дис к.т.н., М.: МЭИ.-1954.-198с.

[3] Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей /Н.Б.Варгафтик, Л.П.Филиппов и др.// Изд-во стандартов, М., 1963. -708с

(e-mail: sayohat@mail.ru)
(e-mail: tahmina17@mail.ru)
(e-mail: mahmad1@list.ru)
(e-mail: mohira.zaripova@list.ru)

СПЕКТРОГРАФИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛАЗМЫ РАЗРЯДА С ЖИДКИМ КАТОДОМ

Ф. Ф. Гизатуллина[1], А. О. Казаков[1]

[1]КНИТУ-КАИ им. А.Н. Туполева, Казань, Россия

В данной работе приведены результаты спектроскопических исследований плазмы высоковольтного разряда между жидким катодом и медным анодом. Изучение спектральных характеристик данного разряда обусловлено его спецификой, позволяющего существовать ему с вольт-амперными характеристиками близкими к тлеющему разряду и с концентрацией электронов в прикатодной области, характерной для дугового разряда. Исследования показали: - наличие электронного облака с концентрацией, существенно превышающей ее значение в плазменном столбе; - распад этого разряда на множество каналов.

Катод представлял собой электролитическую ячейку, заполненную 0,5% раствором NaCl. Эксперименты проводились при токе разряда 100 mA в диапазоне изменения давления от $1{,}33*10^3$ до $1*10^5$ Па. Исследования проводились в видимой и ультрафиолетовой областях с помощью спектрографов ИСП-51 и ИСП-30 при атмосферном давлении. Во всем указанном диапазоне давления хорошо проявляются молекулярные полосы N_2 и OH, линии металлов Na и Cu. Присутствие линии Na свидетельствует о проникновении в область разряда атомов Na из жидкости. Это говорит о возможности введения атомов различных металлов в плазму путем подбора состава электролита. Полученный спектр показывает, что состав плазмы весьма неоднороден. В то время, как линии меди испускаются плазмой во всем межэлектродном пространстве, линии Na характерны лишь для прикатодной области, что позволяет установить базовые режимы в применении данного разряда в процессах обработки поверхностей металлических тел плазмой разряда с жидким катодом с реализацией таких процессов, как очистка, полировка, упрочнение, газонасыщение. В силу существенного различия плотностей числа частиц в жидкости и газе, подвижностей электронов и ионов, вблизи поверхности жидкости образуется электронное облако, что приводит, как и в случае с тлеющим разрядом, пространственного заряда, имеющего высокую плотность 10^{15} 1/см^3. Эти значения были найдены по полуширине Штарковского профиля H_β и приведены в [1].

Литература:

[1] Гизатуллина Ф.А., Калеева А.А., Сорокина А.Р. Спектроскопия поверхностного слоя плазмы с жидким катодом. // Сборник трудов I Всероссийской конференции с международным участием «Газоразрядная плазма и синтез наноструктур», Казань: Бук, 2020, С 198-199 // ISBN 978-5-00118-671-7

fleragiz@yandex.ru

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ НАПРЯЖЕННОСТИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В РАЗРЯДЕ С ЖИДКИМ КАТОДОМ

Ф. А. Гизатуллина[1]

[1]*КНИТУ-КАИ им. А.Н. Туполева, Казань, Россия*

В связи с перспективным направлением применения разрядов с жидким катодом возникает необходимость его всестороннего исследования. В этой работе представлены, экспериментально полученные значения пространственного распределения плавающего потенциала для разряда с жидким катодом из технической воды и 0,5%-го раствора NaCl. При использовании в качестве катода технической воды в прикатодной области плазменного столба наблюдались отдельные каналы дождевой формы разряда, которые опирались на точечные пятна на поверхности электролита. Несмотря на отличающийся внешний вид разряда от известного тлеющего, падение потенциала на катоде составляло 540 В, а на аноде 150 В, что является характерным для тлеющего разряда. На рис.1 приведены распределения потенциала в разряде для катода из технической воды в области плазменного столба. Как видно потенциал вдоль оси разряда меняется почти по линейному закону. Однородность данной области заметно нарушается при использовании в качестве жидкого катода из 0,5%-го раствора NaCl (рис.2). В приэлектродных областях распределение существенно неоднородное.

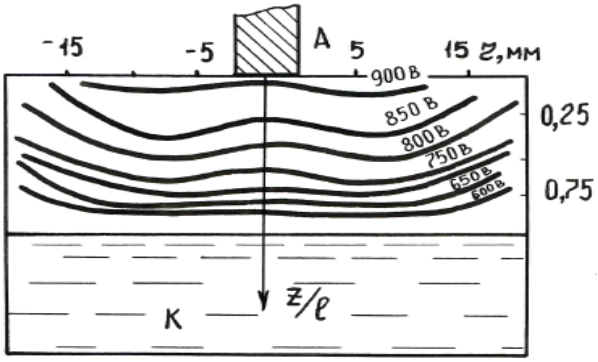


Рисунок 1. Двумерное распределение потенциала вдоль разряда. Катод - техническая вода, I= 4*10^{-2} А, l =3,7*10^{-3} м.

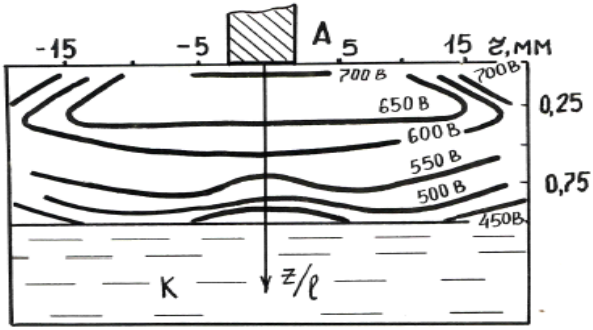


Рисунок 2. Двумерное распределение потенциала вдоль разряда. Катод – 0,5-ный раствор NaCl, I = $5*10^{-2}$ А, l =3,5 10^{-3} м.

Распределения напряженности электрического поля в плазменном столбе находились по приведенным выше двумерным распределениям потенциала по формуле E=-gradφ. Они представлены на рис.3. Здесь z= l-x, x- текущая координата, направленная вдоль оси разряда. Как видно, поле разряда существенно неоднородное. Напряженность электрического поля с удалением от катода резко уменьшается, достигает минимума, затем медленно возрастает в направлении анода. Минимальное значение напряженности электрического поля с увеличением тока в указанном диапазоне медленно возрастает. С увеличением l напряженность в прикатодной области растет, а в прианодной области уменьшается. Это является одной из характерных особенностей исследуемого разряда, обусловленной влиянием жидкого катода.

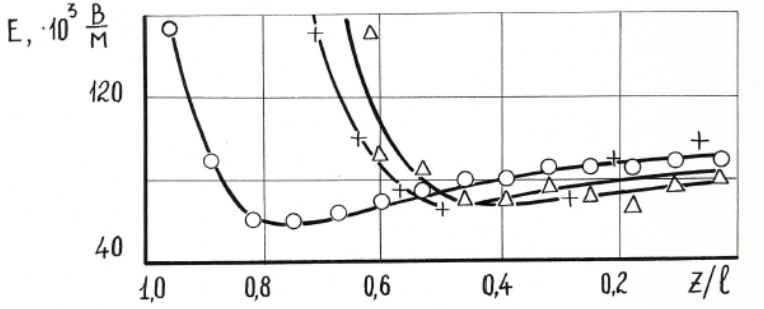


Рисунок 3. Распределение напряженности электрического поля вдоль разряда l = 3,8 мм; I(o) = 46 10^{-3} А, I(+) = 70 10^{-3} А, I(Δ) = 85 10^{-3} А. Катод – техническая вода, анод – электрод Роговского, медь 1.

fleragiz@yandex.ru

ВЛИЯНИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ДИНАМИКУ АКТИВНЫХ БРОУНОВСКИХ МАКРОЧАСТИЦ В НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЕ

И. И. Файрушин[1, 2], М. М. Васильев[1], О. Ф. Петров[1]

[1]*Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия*

[2]*Казанский федеральный университет, Казань, Россия*

Исследование свойств активной материи (active matter) – интенсивно развивающееся направление современной науки, обладающее большой междисциплинарностью [1, 2]. Необычные свойства активной материи во многом связаны с термодинамической открытостью таких систем, и как следствие, ее исследование важно для решения фундаментальных вопросов физики, химии и биологии. Активное вещество также представляет интерес для многих прикладных применений: от эффективной доставки лекарств до создания «живых» материалов со структурами и функциями, которые зачастую не могут быть достигнуты в пассивных материалах [1].

Под активностью частиц понимается их способность преобразовывать внешнюю энергию в энергию их движения [3]. Этому определению удовлетворяют, например, частицы микронных размеров (пылевые частицы), находящиеся в неравновесной низкотемпературной плазме газовых разрядов. Вся совокупность таких частиц и плазмы носит название пылевой или комплексной плазмы (от англ. dusty or complex plasma). Пылевые частицы приобретают значительный электрический заряд и благодаря чему способны отбирать энергию от внешнего электрического поля разряда, преобразуя ее в кинетическую энергию собственного движения. При этом эффективная температура пылевой подсистемы может на несколько порядков превышать температуру окружающих тяжелых частиц плазмы (ионов и нейтральных атомов), приближаясь к температуре электронов. Помимо энергии электрического поля газового разряда пылевым частицам в плазме можно также передавать дополнительную энергию, воздействуя на них лазерным излучением. В этом случае могут реализоваться два сценария перекачки энергии. Все зависит от оптических свойств поверхности частиц. Если поверхность частиц отражает падающее на них излучение, то пылинки будут испытывать силу светового давления и ускоряться под ее воздействием.

Если же частицы, напротив, имеют поверхность, которая поглощает энергию лазера и при этом нагревается, то происходит интенсификация их хаотического (броуновского) движения [4].

В данной работе при помощи модифицированного метода броуновской динамики проведено моделирование динамики макрочастиц с равномерным металлическим покрытием в плазменно-пылевом монослое при воздействии лазерного излучения. Начальное расположение частиц равномерно в плоскости монослоя. Потенциалом взаимодействия выбран потенциал Юкавы. Предполагается что, силы, действующие в вертикальном направлении, уравновешивают друг друга. Система удерживается в пределах рассматриваемой области путем задания потенциальных стенок на границах, в уравнении движения за это отвечает слагаемое $\mathbf{F}_{conf}$ - сила со стороны границы области. Кроме того, на частицы воздействует случайная сила $\mathbf{F}_{tp}$, связанная с эффектом термофореза при нагревающем воздействии лазерного излучения и которая определяет их активность. Величина и направление данной силы задается случайным образом с равномерным распределенными значениями модуля и угла поворота вектора силы. Таким образом, уравнения движения частиц в системе имеет следующий вид:

$$m\ddot{\mathbf{r}}_i = -Z_d \sum \nabla \varphi - m\gamma\dot{\mathbf{r}}_i + \mathbf{L}_i + \mathbf{F}_{conf} + \mathbf{F}_{\boldsymbol{tp}}.$$

Исследования проведены для разных значений исходного эффективного параметра неидеальности Γ^*_0, а также при разных значениях средней силы $\bar{F}$ вызванного нагревом поверхности частицы лазерным излучением.

Для характеризации активного движения одиночной частицы может быть использована величина среднего линейного смещения вдоль вектора начальной скорости частиц [14] (рис. 1). В работе [14] отмечается, что для одиночной активной частицы величина линейного смещения вдоль начальной ориентации частиц всегда отлична от нуля.

В случае рассмотрения некоторого ансамбля частиц необходимо использовать усреднение по всем N частицам и поэтому, данная величина рассчитывается с помощью следующей формулы:

$$\langle L_{vx}(t)\rangle = \frac{1}{N}\sum_{i}^{N} \frac{\Delta\mathbf{r}_i(t)\cdot\mathbf{v}_i(0)}{|\mathbf{v}_i(0)|}.$$

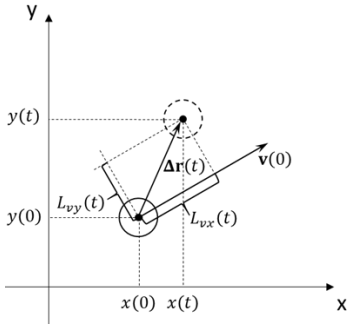


Рисунок 1. Схема расчета линейного смещения частицы вдоль и перепендикулярно направлению начальной скорости.

Расчеты показали, что максимальные значения, которые принимает эта величина: $\langle L_{vx}(t_{max})\rangle$ связаны с эффективным параметром неидеальности системы через простое соотношение:

$$\frac{\langle L_{vx}(t_{max})\rangle}{l_p} \approx \frac{2}{3\sqrt{\Gamma^*}}, \tag{1}$$

Соотношение (1) можно использовать для определения эффективного параметра неидеальности системы активных пылевых частиц в плазменно-пылевом монослое в широком диапазоне при известных экспериментальных данных о координатах и скоростях частиц.

Литература:

[1] Bechinger, C.; Di Leonardo, R.; Löwen, H.; Reichhardt, C.; Volpe, G. *Rev. Mod. Phys.* 2016, **88**, 045006.
[2] Lisin, E.A.; Vaulina, O.S.; Lisina, I.I.; Petrov, O.F. *Phys. Chem. Chem. Phys.* 2021, **23**, 16248–16257.
[3] Schweitzer F., Ebeling W., Tilch B. *Physical Review Letters*. 1998, **80,** 5044-5047.
[4] Arkar K. et al. *Molecules*. 2021, **26**, 561.
[5] Fairushin I.I., Vasiliev M.M., Petrov, O.F. *Molecules*. 2021, **26**, 6974.

fairushin_ilnaz@mail.ru

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ДУГОВЫХ РАЗРЯДОВ В АЗОТЕ, ПОДДЕРЖИВАЕМЫХ ТЕРМОЭЛЕКТРОННОЙ И ТЕРМОАВТОЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИЯМИ.

А. И. Сайфутдинов[1], Х. С. Нуриддинов[1], Ж. А. Уктамов[1], Е. А. Эрлингайте[1], Б. А.Тимеркаев[1]

[1]КНИТУ-КАИ им. А.Н.Туполева, Казань, Россия

Дуговые разряды при атмосферном давлении в последние годы находят широкое применения в синтезе наноструктур. При этом возможно два принципиально отличающихся случая: дуговой разряд с тугоплавкими электродами, температура плавления, которых выше ~2000K и с нетугоплавкими электродами с температурой плавления, соответственно ниже 2000K. Поддержание тока в таких разрядах обеспечивается термоэлектронной эмиссией (с эффектом Шоттки) и термоавтоэлектронной эмиссией, соответственно.

В работе представлены результаты численных исследований дуговых разрядов в азоте с вольфрамовыми и медными электродами в двумерной геометрии в рамках разработанной единой модели, описывающей процессы в газоразрядном промежутке и в электродах [1-4]. Показано, что в разряде с вольфрамовыми электродами формируется дуговой разряд с диффузным токовым пятном, полностью покрывающим поверхность катода. В разряде с медными электродами, поддерживаемом термоавтоэлектронной эмиссией формируется дуговой разряд с контрагированным токовым пятном на катоде. Для обоих типов дуговых разрядов представлены распределения всех основных параметров плазмы: концентраций заряженных и возбужденных частиц, поступательной и колебательной температур, напряженности и потенциала электрического поля.

Исследования поддержаны грантом Фонда развития теоретической физики и математики «БАЗИС», проект № 21-1-3-53-1.

Литература:

[1] A. I. Saifutdinov et all. *JETP Lett*. **104**, 180–185 (2016).
[2] A. I. Saifutdinov *J. Appl. Phys*. **129**, 093302 (2021).
[3] A. I. Saifutdinov et all. *JETP Lett*. **112**, 405–412 (2020).
[4] M. Baeva et all. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **54** 025203 (2021).

as.uav@bk.ru

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ И ГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИКИ В ПЛАЗМОТРОНЕ ПОСТОЯННОГО ТОКА.

А.Р. Сорокина[1], А. Пасынкеев[1], А. И. Сайфутдинов[1]

[1]КНИТУ-КАИ им. А.Н.Туполева, Казань, Россия

В работе представлена самосогласованная модель дуговых плазмотронов в рамках магнитогидродинамического описания плазмы, учитывающая нагрев электродов. Модель включает в себя систему уравнений Навье-Стокса, уравнение баланса энергии, систему уравнений Максвелла для описания электромагнитных полей, обобщенного дифференциального закона Ома и уравнения теплопроводности, записанных для катода и анода [1,2]. На границах электродов с газоразрядным промежутком учтены процессы нагрева поверхностей электродов [2]. Кроме того, плотность тока с поверхности катода определяется с помощью формулы Ричардсона-Дэшмана.

Численные эксперименты были проведены на примере плазмотрона постоянного тока F4 с вольфрамовым катодом и медным анодом в плазмообразующем газе аргоне в широком диапазоне разрядных токов. Представлены распределения температурных полей в плазмотроне, скорости газа и др. В рамках численных экспериментов впервые показано, что температура рабочей поверхности катода превышает температуру плавления вольфрама.

Сформулированная модель и проведенные численные эксперименты являются основной при разработке и оптимизации современных дуговых плазмотронов.

Литература:

[1] Trelles J.P., Chazelas C., Vardelle A., Heberlein J.V.R. // J. Thermal Spray Technol. 2009. V. 18. N 5/6. P. 728–752.

[2] Сайфутдинов А.И., Тимеркаев Б.А. Ибрагимов А.Р. Численное исследование температурных полей в плазмотроне постоянного тока // Письма в ЖТФ, том 44, вып. 4, 2018.

as.uav@bk.ru

ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛАЗМОХИМИЧЕСКОГО РЕАКТОРА НА ОСНОВЕ ТЛЕЮЩЕГО МИКРОРАЗРЯДА В СМЕСИ ГАЗОВ АРГОН/ЭТАНОЛ

Н.П. Германов[1], А.И. Сайфутдинов[1], Б.А.Тимеркаев[1], А.А. Сайфутдинова [1]

[1]КНИТУ-КАИ им. А.Н.Туполева, Казань, Россия

В экспериментальной работе [1] была показана возможность получения наноалмазов в плазмохимическом реакторе, на основе слаботочного тлеющего микроразряда атмосферного давления в потоке аргона с примесью этанола.

Представленная работа направлена на теоретические исследования, направленные на исследования параметров плазмы, синтеза углерода и радикалов по условиям экспериментов, проведенных в работе [1] в рамках расширенного гидродинамического описания плазмы в аргоне и учета плазмохимических процессов с участием этанола, представленных в работах [2,3].

В результате численных расчетов представлены пространственные распределения концентраций заряженных частиц, радикалов и чистого углерода. При этом необходимо отметить, что в рассматриваемом диапазоне токов, концентрация углерода была достаточно низкой, что исключало формирование сажи.

Литература:

[1] Kumar A., Lin P. A., Xue A., Hao B., Yap Y. Kh. & Sankaran R. M. Formation of nanodiamonds at near-ambient conditions via microplasma dissociation of ethanol vapour // Nature Communications, 2013, 4, Article number: 2618.
[2] O. G. Napalkov, A. I. Saifutdinov, A. A. Saifutdinova, and B. A. Timerkaev Simulation of the Carbon Synthesis Process in Atmospheric-Pressure Microwave Discharge in an Argon–Ethanol Gas Mixture //High Energy Chemistry, 2021, Vol. 55, No. 6, pp. 525–530.
[3] D. Tsyganov, N. Bundaleska, E.Tatarova et al. Plasma Sources Sci. Technol., vol. 25, no. 015013, p. 1.

as.uav@bk.ru

ОБНАРУЖЕНИЯ ПРИМЕСЕЙ УГЛЕВОДОРОДОВ В НЕЛОКАЛЬНОЙ ПЛАЗМЕ КОРОТКОГО ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА МЕТОДОМ ПЛАЗМЕННОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

А. И. Сайфутдинов[1], Д. Р. Валеева[1], А. Сайко[1], А. А. Кудрявцев[2]

[1]*Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н.Туполева- КАИ, Казань, Россия*

[2]*СПбГУ, Санкт-Петербург, Россия*

В работе получил дальнейшее развитие метод плазменной электронной спектроскопии (ПЛЭС) [1-4]. Проведены экспериментальные исследования по возможности обнаружения органических и неорганических многоатомных молекул методом плазменной электронной спектроскопии (ПЛЭС) в плазме отрицательного свечения короткого тлеющего разряда в гелии при низких давлениях [5]. В частности, были детектированы примеси углеводородов: алканов (метан), алкенов (этилен), спиртов (этанол) и их производных радикалов. Было показано, что при токах до 15 мА примеси углеводородов образуют различные типы радикалов типа CH, CH_2, CH_3, а также C, H, H_2. Поскольку положение по энергии от разных примесей различаются друг от друга, то результаты демонстрируют, что могут быть обнаружены сразу несколько примесей одновременно [5].

Литература:

[1] Kudryavtsev A. Et al . *JINST*, **7**, 07002. (2012)
[2] Yuan C. X. et all. *Phys. Plasmas.* **25**, 104501. 2018
[3] Kudryavtsev A.A. et al. *Physics of Plasmas* **24**, 054507 (2017).
[4] Saifutdinov A. I. et al. *Plasma Sources Sci. Technol.* **30** 017001 (2021)
[5] Chen Zhou *et al. Plasma Sources Sci. Technol.* **30** 117001 (2021)

as.uav@bk.ru

ИССЛЕДОВАНИЕ БЫСТРОГО НАГРЕВА ГАЗА В БАРЬЕРНОМ МИКРОРАЗРЯДЕ В ВОЗДУХЕ

А. А. Сайфутдинова[1], Д. Машуков[1]

[1]КНИТУ-КАИ им. А.Н.Туполева, Казань, Россия

В работе сформулирована расширенная гидродинамическая модель [1-2], описывающая поверхностный диэлектрический разряд и учитывающая минимальный, но достаточный набор элементарных процессов, протекающих в неравновесной плазме в воздухе [3] и эффект «быстрого нагрева» газа в области формирования разряда. Численные расчеты, для положительной полярности нагруженного электрода в поверхностном диэлектрическом барьерном разряде продемонстрировали формирование стримерной структуры разряда и нагрев газа в наносекундном масштабе времен. Представлена динамика электронной плотности, положительных и отрицательных ионов кислорода и температурных полей. Полученные результаты находятся в разумном согласии с экспериментами, проведенными другими научными группами. В связи с этим, разработанная модель может быть тестовым инструментом, позволяющим в рамках минимального набора плазмохимических реакций за разумное вычислительное время предсказать параметры плазмы в поверхностном диэлектрическом барьерном разряде.

Литература:

[1] А.А.Сайфутдинова, Б.А.Тимеркаев, А.И.Сайфутдинов Численное исследование поверхностного барьерного разряда в воздухе атмосферного давления // Известия высших учебных заведений. Физика. – 2019. – Т. 62. – № 11. – С. 50-54

[2] A.A. Saifutdinova, B.A. Timerkaev A.I. Saifutdinov Numerical simulation of the surface barrier discharge in the air // Journal of Physics: Conference Series. – 2019. – 1328. – 1, P 012082

[3] Shneider M. N., Mokrov M. S., and Milikh G. M. Dynamic contraction of the positive column of a self-sustained glow discharge in air flow // Physics of Plasmas. – 2014. – V. 21. – P. 032122

aliya_2007@list.ru

МОДЕЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОПЕРЕНОСА В СЛОИСТОЙ СТРУКТУРЕ

Х. Ш. Джураев[1], Н. О. Маматкулова[1], Б. И. Махсудов[1]

[1]Таджикский национальный университет, Душанбе, Таджикистан

Теоретический анализ баллистического переноса тепла поперёк тонкого слоя - это, наверное, наиболее простая задача определения теплопроводности в наноструктурах. Однако, экспериментальное определение поперечной теплопроводности – трудная задача по двум причинам. Во–первых, определение теплопроводности, как правило, связано с контактом слоя и нагревательного элемента, а это вносит большую погрешность. Во-вторых, даже в условиях бесконтактного измерения возникает проблема измерения температур по обе стороны слоя. Дело в том, что разность температур очень мала, как будет видно из дальнейших рассуждений, из-за чего требуется исключительно высокая точность измерений.

Толщина слоя в таких системах обычно значительно меньше длины свободного пробега переносчиков теплоты (электронов и фононов). В таком случае закон Фурье не применим для описания распространения теплоты в одном слое. Использование уравнения теплопроводности Фурье-Кирхгофа исключается.

Рассматривается одномерный нестационарный процесс распространения тепла в теплоизолированной упорядоченной многослойной наноструктуре, состоящей из нескольких чередующихся слоев материалов AlAs и GaAs.

Процесс теплопереноса (тепловой сигнал) происходит в слое материала AlAs, основное воздействие идет на слой GaAs, а положительный сигнал одновременно с потоком тепла уменьшается. Во время передачи импульса на поверхность, положительный тепловой сигнал снижается для реализации процесса теплопереноса на поверхностном слое материала и формирования давления порядка нескольких мегабар на поверхности. В этом случае, импульс идет на боковую поверхность слоя AlAs в зависимости от времени от источника нагревания.

Математическая модель, описывающая эти процессы, заключается в простейшем изотропном случае и описывается уравнением сохранения

энергии для подсистемы и уравнением релаксации теплового потока подсистемы.

В начале, когда только начинает расти поток теплового сигнала, слагаемое с производной от потока очень мало, и работает традиционное приближение. Поэтому математическая модель описывается в виде нелинейного уравнения теплопроводности:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{k_1 k_2}{k_3 T^{5/2}} \frac{\partial}{\partial x}\left(T^{5/2} \frac{\partial T}{\partial x} \right),$$

где $k_1 = \frac{k_0 T_0^2 t_*}{\tau_0 P_0}$, $k_2 = \frac{P_0}{\rho C_\upsilon T_0 t_*}$, $k_3 = \frac{t_*}{\tau_0 T_0^{3/2}}$ -коэффициент теплопроводности; C_υ - теплоемкость вещества; τ_0 -время релаксации теплового потока; t -время; x -координата; $T = T(x,t)$ -температура; P_0 -максимальный поток теплового сигнала.

С помощью введения интегральной функции

$$W(T) = \int_{T_0}^{T} T^{5/2}) dT = \frac{2}{7}(T^{7/2} - T_0^{7/2})$$

уравнение (1) можно привести к виду:

$$\frac{\partial W}{\partial t} = \beta \frac{\partial^2 W}{\partial r^2} \quad (3)$$

где $\beta = \frac{k_1 k_2}{k_3} \left(\frac{м^3 \cdot К}{Дж} \right)$

В области низких температур процесс теплопереноса (тепловой сигнал), происходящий в слое материала AlAs, резко уменьшается при понижении температуры, основное воздействие идет на слой GaAs, вследствие чего длина свободного пробега переносчиков теплоты резко возрастает и достигает величины, сравнимой с размером для слоя GaAs. Поскольку стенки слоя обладают низким коэффициентом отражения, то дальнейшее понижение температуры не приводит к увеличению длины свободного пробега, так как в этом случае она определяется именно размерами слоя GaAs. Значения коэффициента теплопроводности от температуры малы, поэтому зависимость коэффициента температуропроводности $\beta \left(\frac{м^3 \cdot К}{Дж} \right)$ от

$W(T)$ будет незначительной. Температурная зависимость теплопроводности слоя в этом диапазоне температур определяется зависимостью теплоемкости AlAs (GaAs) от температуры. При низких температурах теплоемкость пропорциональна $T^{5/2}$ и коэффициент теплопроводности также пропорционален $T^{5/2}$.

Учитывая вышесказанное, будет вполне справедливо следующее допущение:

$W(T) = W(x,t)$.

Отметим, что уравнение (3) относительно функции $W(T)$ является линейным. Так как коэффициент теплопроводности $\lambda(T) = T^{5/2}$ зависит от температуры, а коэффициент $\beta = \frac{k_1 k_2}{k_3}$ $\left(\frac{\text{м}^3 \cdot \text{К}}{\text{Дж}}\right)$ слабо зависит от функции $W(T)$, для слоя AlAs с низким коэффициентом теплопроводности $T^{5/2}$ зависимостью β от $W(T)$ можно пренебречь.

Нашей целью является определение теплопереноса в слоистой структуре в определенный момент времени методом искусственной гиперболизации [1], то есть мы будем искать решение гиперболического уравнения теплопроводности:

$$\alpha \frac{\partial^2 W}{\partial t^2} + \frac{\partial W}{\partial t} = \beta \frac{\partial^2 W}{\partial r^2} \quad (4)$$

где α - параметр регуляризации (время релаксации теплового потока, (наносекунда)).

В случае плоской геометрии, уравнение теплопереноса в слоистой структуре, относительно функции $W(x,t)$ согласно [1], имеет вид:

$$W_\alpha(x,t) = \sum_{k=1}^{N} W_{0k} \exp(-\omega_k(\alpha)t) * \left[1 + \alpha \frac{\omega_k(\alpha)}{\sqrt{1-4\alpha\beta\eta_k^2}} \left(\exp\left(-\frac{\sqrt{1-4\alpha\beta\eta_k^2}}{\alpha} t\right) - 1\right)\right] \sin(\eta_k x), \quad (5)$$

где $\omega_k(\alpha) = \frac{2\beta\eta_k^2}{1+\sqrt{1-4\alpha\beta\eta_k^2}}$, η_k–коэффициент диэлектрической проницаемости (см. [5]).

Данное соотношение (2) позволяет найти распределение температур в наноструктурах при известной физической характеристике материалов. Тогда

$$T_\alpha(x,t) = \left[\left(T_{\alpha 0}(x)\right)^{7/2} + 3{,}5W_\alpha(x,t)\right]^{2/7} \quad (6)$$

Функция теплового потока $q_\alpha(x,t)$ и $T_\alpha(x,t)$ связаны в слоях следующим образом:

$$q_\alpha(x,t) = -\left(T_\alpha(x,t)\right)^{5/2} \left.\frac{\partial T_\alpha}{\partial x}\right|_{x=x_n} .(7)$$

Таким образом, из полученных выражений (4) и (6) можно определить значения температуры и теплового потока вещества в слоях. Если известны температура и тепловой поток вещества, искомые теплофизические характеристики (теплопроводность λ, удельная теплоёмкость c_ρ, плотность ρ) на поверхности вещества можно определить с помощью решения нелинейного уравнения (1) в виде выражений (4) и (6).

Литература:

[1] Джураев, Х.Ш. Явления переноса энергии и массы в конденсированных средах: математическое моделирование, оптимизация, практические приложения. /Х.Ш. Джураев //-Душанбе: ЭР-граф. –2021. -236 с.

МОДЕЛЬ ПОЛОЖИТЕЛЬНОГО СТОЛБА ПРОДОЛЬНОГО ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА В ПЛОСКОМ КАНАЛЕ С ДОПОЛНИТЕЛЬНЫМ ВДУВОМ ГАЗА ЧЕРЕЗ БОКОВЫЕ СТЕНКИ

И. Г. Галеев[1], Т. Я. Асадуллин[1], Д. Р. Валеева[1]

[1]КНИТУ-КАИ, Казань, Россия

В работе [1] была рассмотрена модель положительного столба продольного проточного тлеющего разряда в разрядной камере переменного сечения, а в [2] - со вдувом газа через одну стенку канала.

В данной работе представлена модель положительного столба продольного тлеющего разряда в потоке газа в разрядной камере постоянного сечения со вдувом газа через обе стенки канала. Основной поток газа осуществляется через сетчатые электроды расположенные в начальной и конечной частях канала, а через стенки канала дополнительно симметрично осуществляется подача газа.

Положительный столб тлеющего разряда описан системой уравнений

$$c_a \frac{\partial^2}{\partial y^2}\alpha - NW_x \frac{\partial \alpha}{\partial x} - NW_y \frac{\partial \alpha}{\partial y} + \nu_i N\alpha = 0,$$

$$I = e\mu_e b_z E \int_{-b}^{b} \alpha dy,$$

$$\frac{\partial}{\partial x} NW_x + \frac{\partial}{\partial y} NW_y = 0,$$

$$G = mb_z \int_{-b}^{b} NW_x dy'$$

$$c_p g_x \frac{\partial T}{\partial x} + c_p g_y \frac{\partial T}{\partial y} = \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \kappa_q e\mu_e n \frac{E^2}{N.},$$

$$P = N\kappa_B T.$$

Граничные условия приняты в виде: на входе в зону разряда ($\tilde{x} = 0$)

$$\tilde{\alpha}_e = \frac{\tilde{n}}{\tilde{N}} = \varphi_\alpha(\tilde{y}),\ \tilde{T} = \tilde{\vartheta}(\tilde{y}),$$

на стенках разрядной камеры

$$\tilde{\alpha}_e = 0, \quad \tilde{T}(\tilde{x}, \pm 1) = \tilde{\theta}_\omega(\tilde{x}),$$

на плоскости симметрии разрядной камеры ($\tilde{y} = 0$)

$$\tilde{g}_y = 0, \quad \frac{\partial \tilde{\alpha}_e}{\partial \tilde{y}} = 0, \quad \frac{\partial \tilde{T}}{\partial \tilde{y}} = 0.'$$

где $\tilde{x} = \frac{x}{b_0}, \tilde{y} = \frac{y}{b_0}$. Схема РК приведена на рисунке 1.

В первом приближении примем, что $\rho W_x = (\rho W_x)_0 (1+\kappa_w \tilde{x})$, где κ_w- параметр вдува. Тогда из уравнения непрерывности массы газа следует, что поперечная составляющая расхода газа определяется выражением

$$\rho W_y = -\kappa_w \tilde{y} (\rho W_x)_0.$$

В безразмерном виде уравнение для степени ионизации газа может быть представлено в виде

$$\frac{1}{Pe_d}\frac{\partial^2 \tilde{\alpha}_e}{\partial \tilde{y}^2} - (1+\kappa_w \tilde{x})\frac{\partial \tilde{\alpha}_e}{\partial \tilde{x}} + \kappa_w \tilde{y}\frac{\partial \tilde{\alpha}_e}{\partial \tilde{y}} + \varsigma_e(\tilde{x})\tilde{\alpha}_e = 0,$$

где

$$\tilde{\alpha}_e = \frac{\alpha_e}{\alpha_e(0,0)}, \quad Pe_d = \frac{g_0 b}{c_a m}, \quad \varsigma_e(\tilde{x}) = c_v \frac{mb}{g_0} E^2, \quad g_0 = \frac{G}{2b_z b}.$$

При произвольном законе изменения ζ_e общее решение может быть представлено в виде

$$\tilde{\alpha}_e = \exp\left[\int_0^{\tilde{x}} \frac{\zeta_e d\tilde{x}}{1+\kappa_w \tilde{x}}\right] \sum_{m=1}^{\infty} A_m (1+\kappa_w \tilde{x})^{-\frac{\lambda_m}{2h_w Pe_d}} F_m\left(\frac{\lambda_m}{2\kappa_w Pe_d}, \frac{1}{2}, -\frac{Pe_d \kappa_w}{2}\tilde{y}^2\right).$$

где $\varphi_m = F_m\left(\frac{\lambda_m}{2\kappa_w Pe_d}, \frac{1}{2}, -\frac{Pe_d \kappa_w}{2}\tilde{y}^2\right)$ - вырожденные гипергеометрические функции [3].

λ_m - корни уравнения $F_m\left(\frac{\lambda_m}{2\kappa_w Pe_d}, \frac{1}{2}, -\frac{Pe_d \kappa_w}{2}\right) = 0$.

Постоянные коэффициенты A_m находятся из граничного условия на входе в РК

$$\varphi_\alpha(\tilde{y}) = \sum_{m=1}^{\infty} A_m F_m\left(\frac{\lambda_m}{2\kappa_w Pe_d}, \frac{1}{2}, -\frac{Pe_d \kappa_w}{2}\tilde{y}^2\right).$$

Функции φ_m ортогональны оказываются с весом $e^{\frac{h_w Pe_d}{2}\tilde{y}^2}$

$$\int_0^1 e^{\frac{h_w Pe_d}{2}\tilde{y}^2} \varphi_l \varphi_m d\tilde{y} = 0 \text{ при } m \neq l,)$$

тогда

$$A_m = \frac{\int_0^1 \varphi_\alpha(\tilde{y}) \exp\left(\frac{\kappa_w Pe_d}{2}\tilde{y}^2\right) F_m(\tilde{y}) d\tilde{y}}{\int_0^1 \exp\left(\frac{\kappa_w Pe_d}{2}\tilde{y}^2\right) F_m^2(\tilde{y}) d\tilde{y}}.$$

Распределение напряженности электрического поля, удовлетворяющее закону Ома, в итоге может быть записано в виде

$$E(\tilde{x})=\left[2c_e\Phi^2(\tilde{x})\int_0^{\tilde{x}}\frac{d\tilde{x}}{\Phi^2(\tilde{x})(1+\kappa_w\tilde{x})}+\frac{\Phi^2(\tilde{x})}{E^2(0)\Phi^2(0)}\right]^{-0,5},$$

где
$$\Phi(\tilde{x})=\sum_{m=1}^{\infty}A_m(1+\kappa_w\tilde{x})^{-\frac{\lambda_m}{h_w Pe_d}}\gamma_m,\qquad \gamma_m=\int_0^{\tilde{x}}F_m(\tilde{y})d\tilde{y},\qquad c_e=\frac{c_v mb}{g_0}.$$

С учетом закона Ома получается

$$\tilde{\alpha}_e=\frac{I\sum_{m=1}^{\infty}A_m(1+\kappa_w\tilde{x})^{-\frac{\lambda_m}{\kappa_w Pe_d}}F_m^*(\tilde{y})}{2e\mu_e b_z b\alpha_e(0,0)E(\tilde{x})\Phi(\tilde{x})}.)$$

Зная распределение в объеме плотности мощности внутренних источников тепла можно определить распределение температур газа. В безразмерном виде

$$\frac{1}{Pe}\frac{\partial^2\tilde{T}}{\partial\tilde{y}^2}-(1+\kappa_w\tilde{x})\frac{\partial\tilde{T}}{\partial\tilde{x}}+\kappa_w\tilde{y}\frac{\partial\tilde{T}}{\partial\tilde{y}}+q^*=0,$$

где $q^*=\dfrac{\kappa_q be\mu_e\alpha_e E^2}{g_0T_0c_p}.$

Постоянные B_m определяются из условия на входе в зону разряда $\tilde{x}=0$

$$\tilde{\vartheta}(\tilde{y})=\theta_\omega(\tilde{y})+\sum_{m=1}^{\infty}B_mF_m^*,$$

$$B_m=\frac{\int_0^1\left[\tilde{\vartheta}(\tilde{y})-\tilde{\theta}_\omega(\tilde{y})\right]\exp\left[\frac{\kappa_w Pe}{2}\tilde{y}^2\right]F_m^*d\tilde{y}}{\int_0^1\exp\left[\frac{\kappa_w Pe}{2}\tilde{y}^2\right]F_m^*d\tilde{y}},\quad F_m^*(\tilde{y})=F_m\left(\frac{\lambda_m}{2\kappa_w Pe},\frac{1}{2},-\frac{\kappa_w Pe}{2}\tilde{y}2\right))$$

Распределение температуры можно представить в виде

$$\tilde{T}=\tilde{\theta}(\tilde{x})+\sum_{m=1}^{\infty}(1+\kappa_w\tilde{x})^{-\frac{\lambda_m}{Peh_w}}\left[\int_0^{\tilde{x}}\frac{H_m(\tilde{x})}{Pe}(1+\kappa_w\tilde{x})^{\frac{\lambda_m}{Peh_w}-1}d\tilde{x}+B_m\right]F_m\left(\frac{\lambda_m}{2\kappa_w Pe},\frac{1}{2},-\frac{\kappa_w Pe}{2}\tilde{y}2\right),$$

где
$$H_m(\tilde{x})=\frac{\int_0^1\exp\left[\frac{\kappa_w Pe}{2}\tilde{y}^2\right]H_m(\tilde{x})F_m\left(\frac{\lambda_m}{2\kappa_w Pe_d},\frac{1}{2},-\frac{\kappa_w Pe}{2}\tilde{y}2\right)d\tilde{y}}{\int_0^1\exp\left[\frac{\kappa_w Pe}{2}\tilde{y}^2\right]F_m^2\left(\frac{\lambda_m}{2\kappa_w Pe_d},\frac{1}{2},-\frac{\kappa_w Pe}{2}\tilde{y}2\right)d\tilde{y}},$$

В частном случае задания начального условия для степени ионизации газа на входе в зону разряда в виде функции

$$\tilde{\alpha}_e(0,\tilde{y})=F_m\left(\frac{\lambda_m}{2\kappa_w Pe_d},\frac{1}{2},-\frac{\kappa_w Pe_d}{2}\tilde{y}2\right).$$

после некоторых преобразований можно получить

$$E = \frac{E_*}{\sqrt{1-\left[1-\left(\frac{E_*}{E_0}\right)^2\right](1+\kappa_w\tilde{x})^{\frac{2\lambda_1}{Pe_d h_w}}}},$$

$$\frac{\alpha_e(\infty,\tilde{y})}{\alpha_e(\infty,0)} = F_m\left(\frac{\lambda_m}{2\kappa_w Pe_d},\frac{1}{2},-\frac{\kappa_w Pe_d}{2}\tilde{y}2\right).$$

Здесь $E_*^2 = \lim\limits_{\tilde{x}\to\infty} E^2(\tilde{x}) = \frac{\lambda_1}{Pe_d c_E}, \quad \alpha_* = \lim\limits_{\tilde{x}\to\infty}\alpha_e(\tilde{x},0).$

На рисунке 2 представлены рассчитанные распределения профилей степени ионизации газа на предельном участке ПС со вдувом газа. Кривые 1 - 3 построены для значений $\kappa_w Pe_d$ = 14,5: 4,39: 0 соответственно.

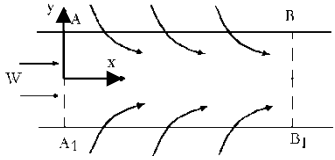


Рисунок 1. Схема разрядной камеры с распределенным расходом газа. AA_1 и BB_1 - сетчатые электроды. x0y - прямоугольная система координат.

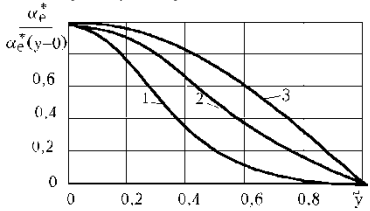


Рисунок 2. Распределения профилей степени ионизации газа на предельном участке ПС со вдувом газа. Кривые 1 - 3 построены для значений $\kappa_w Pe_d$ = 14,5: 4,39: 0 соответственно.

Литература:

[1] I G Galeev, T Ya Asadullin and A S Shakirov An analytical model of glow discharge positive column in axially symmetric channel with variable cross section/ Journal of Physics: Conf. Series **1328** (2019) 012019

[2] I G Galeev, T Ya Asadullin and R O Tsybikov Simulation of electrical characteristics of positive glow discharge column in plane channel with longitudinal gas flow and additional gas injection through the side wall/ *J. Phys.: Conf. Ser.* **1870** (2021) 012016

[3] Корн Г., Корн Т. Справочник по математике. - М.: Наука, 1984. - 832 с.

*galeev.physics@kstu-kai.ru

ВЛИЯНИЕ СТРУЙНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО РАЗРЯДА НА ПРОЧНОСТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОВЕРХНОСТИ

М. Ф. Ахатов[1], Р. Р. Каюмов[1], Р. Марданов[1], А. Низамеев[1]

[1]КНИТУ-КАИ, Казань, Россия

Введение.

Развитие техники ставит перед физикой задачу исследования процессов с большими концентрациями энергии, высокими давлениями и температурами. Электрический разряд в жидкости является одним из таких процессов. В результате быстрого выделения энергии конденсатора в канале разряда возникают высокая температура и давление. Предположительно электронная температура на порядок превышает температуру тяжёлых частиц. Эти качества электрических разрядов в жидкостях широко используются при разработках новых технологических процессов обработки различных материалов и при создании новых средств, преобразования энергии. Установлена перспективность использования таких разрядов для ряда технологических процессов, таких как получение оксидного порошка, очистка и полировка поверхности металлов [1], для нагрева металлов [2], а также для инициирования химических реакций в электролитах.

Основная часть

Измерения прочности поверхности металлических изделий проводились при помощи установки для оценки прочности поверхностных слоев (склерометр) МВ-11м [3]. В частности, установка обеспечивает автоматическую регистрацию диаграмм царапания алмазным индентором поверхностных слоев материалов и покрытий с определением характеристики разрушения - твердости при царапании.

Порядок измерения следующее: исследуемый образец кладется на подъемный стол и зажимается к нижней поверхности балки. Вращением винта индентор заглубляется на заданную величину. После включения установки, в процессе работы склерометра проводятся соответствующие измерения, и в реальном времени строится график зависимости усилия, прилагаемого к индентору от его перемещения [4]. На рисунках показаны результаты проведенного исследования, графики зависимости усилия, прилагаемого к индентору от его перемещения до и после обработки для меди (Рис.1) и стали (Рис.2). Во всех случаях алмазный конус индентора заглублялся на глубину в 20мкм.

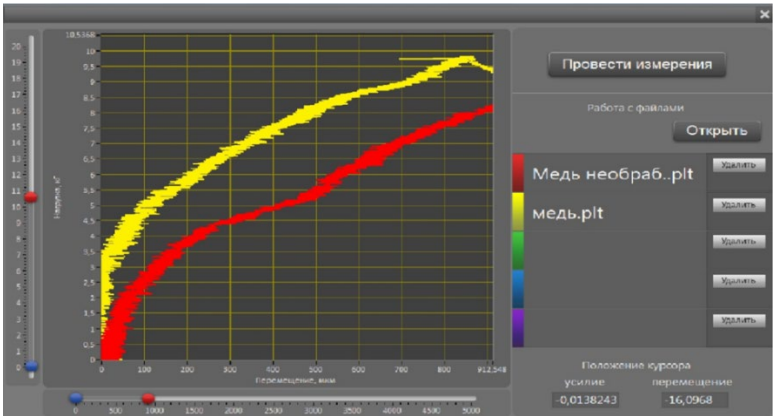


Рисунок 1. График зависимости усилия, прилагаемого к индентору от его перемещения для меди до и после обработки

Как видно из рисунка при исследовании не обработанной меди перемещение индентора начинается уже при усилии менее 1 кг или менее 10Н. По второму графику видно, что перемещение алмазного индентора начинается при усилие 3,5кг или приблизительно при нагрузке в 35Н. Отсюда можно сделать вывод, что при обработки поверхности меди при помощи электролитического разряда производится поверхностное упрочнение изделия [5].

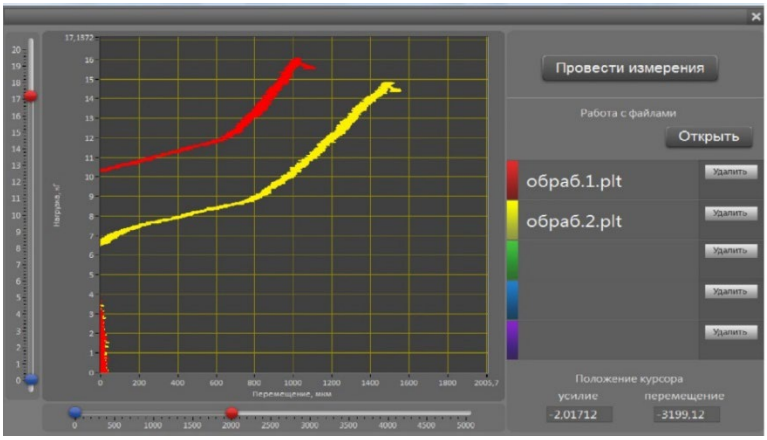


Рисунок 2. График зависимости усилия, прилагаемого к индентору от его перемещения для стали до и после обработки

На рисунке 2 показаны результаты исследования поверхности стальной пластинки до и после обработки. Здесь можно видеть, что перемещение индентора начинается при усилии 7 кг или 70Н. После обработки изделия из стали разрядом его прочностные характеристики заметно улучшились, перемещение алмазного индентора по пластинке начинается только при усилии более 10 кг или уже при нагрузке более 100Н.

Вывод

В результате измерения упрочнения образцов с различной предварительной обработкой поверхности показывают увеличение ее прочностных характеристик в несколько раз. Таким образом, обработка электролитическим разрядом влияет на прочность обрабатываемого изделия, что является еще одним достоинством данного разряда.

Литература:

[1] Kayumov, R.R. Experimental study of the effect of electric discharge on carbon fiber/Zakirov, J.U., Kayumov, R.R., Khazeev, K.I.// Journal of Physics: Conference Seriesthis link is disabled, 2021, 1870(1), 012007

[2] Akhatov M.F. Glycerine as an electrolytic electrode/ Sh Akhatov, G., Kayumov, R.R., Valeeva, R.R., Akhatov, M.F.//Journal of Physics: Conf. Series . 2019.V. 1328 Is.1,01200410

[3] Bagautdinova, L.N. Low-Power Electric Discharges with Metallic, Dielectric, and Electrolytic Electrodes at Low Frequencies and Atmospheric Pressure / Gaisin, A.F., Sadriev, R.S., Bagautdinova, L.N., Nasibullin, R.T., Gaisin, F.M., Mastyukov, S.C. // High Temperature, 2020, 58(6), pp. 777–780

[4] Galimova, R.K. Calculation of portable properties of some real gas mixtures at high temperatures / Takseitov, R.R., Galimova, R.K., Yakupov, Za.Y. // Journal of Physics: Conference Series, 2020, 1588(1), 012065

[5] Fakhrutdinova, I.T. Characteristics of the Development of Electric Discharge between Jet Anode and Liquid Cathode / Galimzyanov, I.I., Gaisin, A.F., Fakhrutdinova, I.T., Shakirova, E.F., Akhatov, M.F., Kayumov, R.R. // High Temperature, 2018, 56(2), pp. 296–298

[6] Tsareva, A.M. Determination of natural frequencies and vibration modes of a constant thickness centrally secured disk / Makaeva, R.Kh., Tsareva, A.M., Karimov, A.Kh. // Russian Aeronautics, 2008, 51(1), pp. 53–59

ahatov.81@yandex.ru

АКТИВАЦИЯ ПРЕКУРСОРОВ ВНУТРИПЛАСТОВОГО ГОРЕНИЯ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ НА НИХ ЭЛЕКТРОРАЗРЯДНОЙ ПЛАЗМЫ

А. О. Софроницкий[1], А. И. Сайфутдинов[1]

[1]КНИТУ-КАИ им. А.Н. Туполева, Казань, Россия

Как известно жидкие углеводороды слабо проводят электрический ток, поэтому организовать электрический разряд между углеводородным сырьем и рабочим электродом достаточно непросто. Для решения этой проблемы нужно подобрать состав растворимых в жидких углеводородах электропроводящих добавок и ввести их в пласт, тем самым увеличить электропроводность нефти. Практически любые, в том числе и тяжелые углеводороды могут быть разложены в электрическом разряде на составляющие элементы и конверсированы в более легкие углеводороды (в том числе и углеводородные газы) в результате плазмохимических процессов. Углеводородные газы, растворяясь в тяжелых углеводородах, так же могут приводить к разжижению тяжелого нефтяного сырья. Температура плазмы электрического разряда может достигать несколько тысяч градусов, поэтому использование электрического разряда приведет к более быстрому локальному разогреву пласта, по сравнению с электронагревателями, и последующему поджигу. А активация прекурсоров катализаторов внутрипластового горения будет происходить по другому механизму. Известно, что на активность катализаторов первоочередное влияние оказывает их удельная поверхность. Чем меньше размеры образующихся частиц, тем больше их удельная поверхность, соответственно и активность катализатора. Плазмохимические процессы, которые протекают в плазме электрических разрядов приведут к разложению прекурсоров катализаторов с образованием наночастиц металлов. Были рассмотрены различные составы электропроводящей жидкости. Одним из эффективных составов был «ацетон насыщенный формиатом натрия». Углеродная сажа, полученная в результате разложения жидких углеводородов, была изучена с помощью сканирующего электронного микроскопа. Сажа представляла собой конгломераты сросшихся между собой субмикронных углеродных частиц. На рисунке 1(а, б) представлена сажа, полученная при использовании электропроводящей добавки. На рисунке 1(в-е) помимо электропроводящей добавки был добавлен прекурсор катализатора – резинат меди в количестве 1% от общей массы. Как видно на изображениях, сажа представляла собой такие же конгломераты сросшихся между собой субмикронных углеродных частиц, аналогичных тем,

которые были получены в предыдущем эксперименте, однако в некоторых местах можно заметить частицы меньшего размера. При приближении (рисунок 1 (д,е)) можно оценить, что эти частицы не превышают 100 нм. Проведенный элементный анализ этих частиц указал на то, что это наночастицы меди.

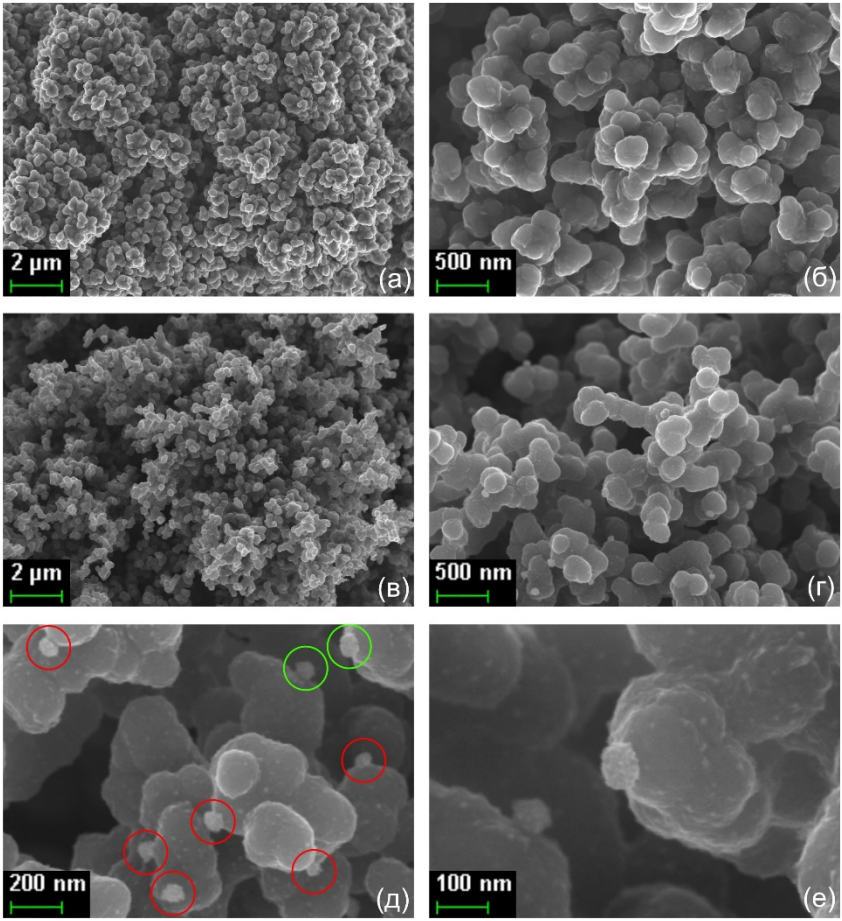


Рисунок 1. Изображения сажи, полученные с помощью СЭМ.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 20-38-80004.

artempic8@mail.ru

НАНОАЛМАЗЫ ИЗ МАЗУТА

Б. А. Тимеркаев[1], Б. Р. Шакиров[1], А. А. Залялиева[1], Р. К. Геворгян[1], Р. Р. Шайхаттаров[1]

[1]КНИТУ-КАИ, г. Казань, Республика Татарстан, Россия

Аннотация. В данной работе мы привели результаты синтеза наноалмазов из углеродных наноструктур и алмазоидов в дуговом разряде. В качестве электродов во время экспериментов использованы молибденовый катод и медный анод, покрытый углеродными наноструктурами, такими как углеродные нанотрубки и алмазоиды. Формирование углеродных наноструктур на поверхности медного электрода осуществлено в утопленной в мазут электрической дуге. На следующем этапе эти углеродные наноструктуры служили в качестве источника атомарного углерода и алмазоидов с поверхности анода электродугового разряда. Использование мазута в качестве исходного сырья для создания материала электрода, вероятно, привело к сохранению алмазоидов, содержащихся в мазуте, в процессе двух парообразований. Выявлено, что на поверхности катода, помимо углеродных нанотрубок, образовались и наноалмазы.

Алмаз входит в число наиболее важных и востребованных материалов, с одной стороны, как самый твердый материал на Земле, с другой стороны, как исключительное ювелирное украшение. Поэтому поиск простых способов искусственного синтеза алмазов не прекращается уже почти полтора века. Известны два способа для создания алмазов. Первый способ – это способ превращения графита в алмаз под высоким давлением и при высокой температуре. Для этого необходимо заставить атомов углерода преодолеть квантовый потенциальный барьер и перестроиться в кристаллическую структуру алмаза. Таким путем создают крошки алмаза и выращивают достаточно крупные алмазы. Второй способ – это синтез алмазов методом CVD в присутствии катализаторов и алмазных зародышей. Сейчас зарождается новый путь создания наноалмазов. Например. в работах [1,2] сообщается о синтезе наноалмазов под высоким давлением и температуре из адамантанов

(алмазоидов) (химическая формула $(CH_4)_4(CH_2)_6$). В сенсационной статье [3] сообщается о синтезе наноалмазов из алмазоидов. Алмазоиды-это наименьшая (обычно от 0,5 до 2 нм) форма углеродных клеток, заканчивающихся водородом, которые могут накладываться на решетку алмаза. По пространственному расположению атомов углерода такая молекула аналогична одной, двум или трём ячейкам кристаллической решётки алмаза. Состоящие полностью из sp^3-гибридизованных связей, алмазоиды сочетают в себе некоторые исключительные свойства объемных молекул алмазов и углеводородов, такие как жесткость, термическая стабильность и однородность на атомарном уровне. Авторы данной работы использовали алмазоиды в качестве перспективных предшественников для лазерно-индуцированного синтеза алмазов под высоким давлением при высокой температуре. Самое низкое давление и температура (*P*-*T*), при которых был получен алмаз, составляли 12 ГПа (при ~2000 K) и 20 ГПа (при ~900 K) соответственно. При давлении 20 ГПа превращение алмазоида в алмаз произошло за 19 мкс. Моделирование с помощью молекулярной динамики показало, что после дегидрирования оставшиеся алмазоподобные углеродные клетки перестраиваются в алмазоподобные структуры при высоком давлении и температуре.

Несмотря на достигнутые успехи в синтезе крупных алмазов и наноалмазов вышеназванными способами, процесс синтеза требует соблюдения очень жестких условий. Как сообщается в [4], синтез даже алмазов микроскопических размеров может длиться несколько суток.

Температура синтеза многих наноструктур значительно ниже температуры испарения материала, из паров которых осуществляется синтез этих наноструктур. Для успешного осуществления синтеза наноструктур необходимо исследовать распределение температурных полей в различных рабочих участках плазмохимического реактора, а именно непосредственно в дуге, на поверхностях электродов и на периферии, в том числе и на подложке, а также определить области для преимущественного роста тех или иных наноструктур. Это связано с тем, что для каждого вида наноструктур имеется своя собственная температура синтеза. Более того, традиционная методика синтеза углеродных нанотрубок предполагает испарение графита при температуре порядка

4000K и осаждение их на катоде. Ясно, что температура катода при этом не должна быть выше температуры распада углеродных наноструктур, которая составляет приблизительно 1800K. При такой ситуации плазмохимический синтез наноструктур на электродах дугового разряда имеет существенные ограничения. Поэтому в данной работе для осуществления синтеза наноструктур в качестве источников атомов предлагается использовать другие легкоиспаряемые структуры. Для углерода такими формами могут быть фуллереновая сажа, нанотрубки, графеновая сажа, алмазоиды. Если в качестве анода электродугового разряда использовать такие структуры, то синтез наноструктур можно будет осуществить при более низких температурах в управляемом режиме.

В работе [5] показано, что в угольной дуге можно различить две области, определяемые как ядро дуги и периферия дуги. Эти области имеют весьма различные температуры и плотности углеродных образований. На более холодной периферии дуги преобладают двухатомные молекулы углерода (C_2), которые находятся в меньшинстве в составе ядра горячей дуги. Эти различия обусловлены крайне неравномерным распределением тока дуги, который, в основном, проводится через ядро дуги, заполненное атомами и ионами углерода. Таким образом, абляция графитового анода управляется ядром дуги, в то время как образование молекул углерода происходит на более холодной периферии дуги.

В работе [6] сообщается, что на кинетику роста наноструктур в плазме влияют кулоновские силы, между заряженными частицами. В стационарной плазме однополярный заряд частиц приводит к замедлению роста и к ограничению размера частиц. В нестационарном дуговом разряде атмосферного давления происходит формирование биполярного распределения заряда. Крупные образования заряжаются положительно, а атомы – отрицательно. В этом случае кулоновские силы способствуют ускорению образованию роста частиц в миллисекундном масштабе времени.

В данной работе в отличие от HPHT, CVD методов и методов синтеза микроалмазов путем электродугового испарения графита

предлагается плазмохимический способ синтеза наноалмазов в электродуговой плазме путем испарения углеродных наноструктур, таких как углеродная сажа, содержащая нанотрубки и алмазоиды.

В первом этапе в дуговой плазме с утопленными в мазут электродами был синтезирован катодный узел, состоящий из углеродной сажи, содержащей нанотрубки и алмазоиды. Во втором этапе данный катодный узел использовался в качестве анода электродугового разряда.

Об эффективности дугового разряда с утопленными в мазут электродами для синтеза углеродных нанотрубок, подробно изложено в работах [7 - 8]. Преимуществом данного способа синтеза углеродных наноматериалов является факт размещения электродов непосредственно в сырье. Поэтому как температура электродов, так и температура самой плазмы оказываются умеренными. На поверхности электродов распределение температуры оказывается таким, что имеются соответствующие области, оптимальные для синтеза тех или иных углеродных нанообъектов. В качестве электродов в данной работе были использованы медные стержни диаметром 5 мм. После этого этапа эксперимента на поверхности медного катода образовались нанотрубки и углеродистые отложения. Далее этот медный электрод с углеродистыми отложениями был помещен в вакуумную камеру и служил в качестве анода в установке по синтезу наноалмазов. Синтез осуществлялся в среде аргона при давлении 500 Тор с током дуги порядка 30 А. Эксперимент продолжался порядка 30 – 40 с . За это время углеродистый нарост с поверхности анода перебазировался на поверхность молибденового катода.

Углеродные нанообразования на поверхности молибденового катода были исследованы на оптическом и на электронном микроскопах. Нанообразования по форме представляют углеродистый нарост на поверхности катода. В серединной части этого нароста в большей степени содержатся углеродные нанотрубки, а по периферия –наноалмазы. На Рис. 1 приведен электронно-микроскопический снимок отложений на катоде.

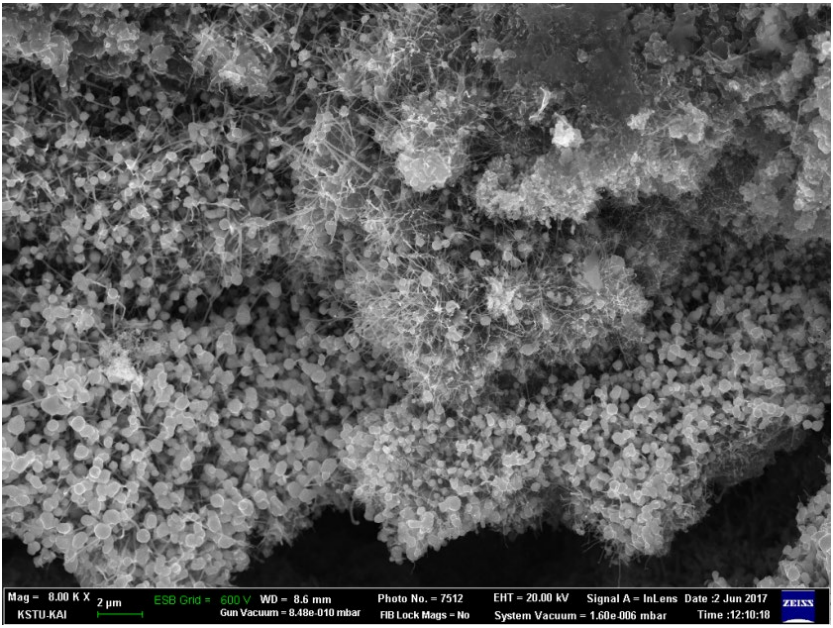


Рисунок 1. Электронно-микроскопический снимок углеродистого нароста на катоде. Увеличение 8000 раз.

Как видно из рисунка, эти отложения представляют наноалмазы размерами порядка 300 – 500 нм. Наноалмазы достаточно плотно расположены относительно друг друга, а колебания их размеров незначительные. Там же видны углеродные нанотрубки. Длины нанотрубок колеблются в пределах 2-4 мкм, а диаметры порядка 50 нм.

На Рис.2 представлены фотографии более мелких наноалмазов. Их размеры более чем в 10 раз меньше размеров алмазов, представленных на Рис.1. Характерно, что в этой области не наблюдаются нанотрубки.

На Рис.2 наноалмазы имеют приблизительно одинаковые размеры порядка 40-50 нм. Внешний вид практический всех наноалмазов одинаковый. Некоторые из них имеют пирамидальную форму.

На следующем рисунке (Рис.3) представлен электронно-микроскопический снимок еще более мелких наноалмазов в виде алмазной россыпи. Алмазная россыпь расположилась на поверхности графенового листа.

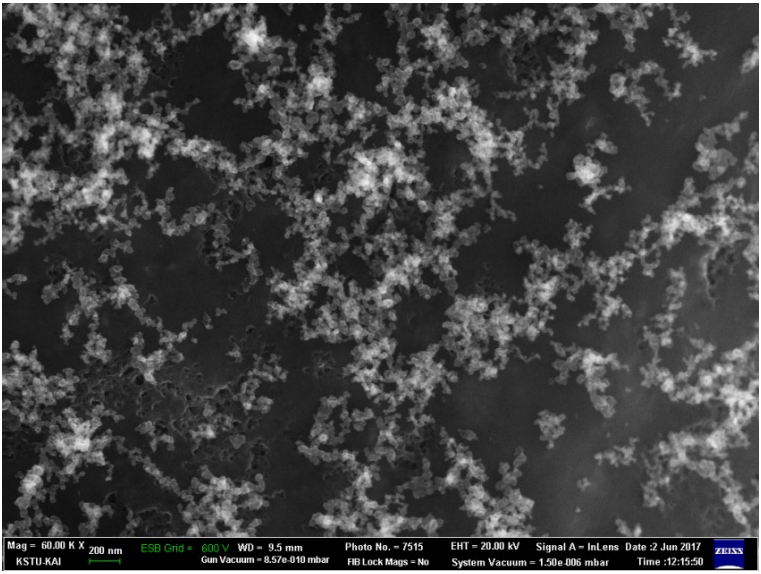


Рисунок 2. Электронно-микроскопический снимок углеродистого нароста на катоде. Увеличение 60000 раз.

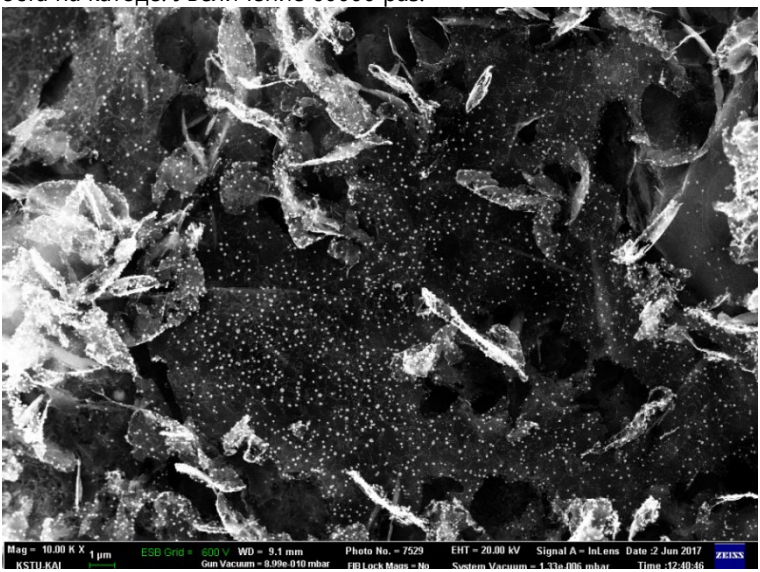


Рисунок 3. Электронно-микроскопический снимок алмазной россыпи. Увеличение 10000 раз.

Представленные на Рис.3 наноалмазы имеют более правильные формы. Их размеры менее 20 нм.

Таким образом, осуществлен плазмохимический синтез наноалмазов в электродуговой плазме путем испарения углеродных наноструктур, содержащих углеродные нанотрубки и алмазоиды, с последующим осаждением их на поверхности молибденового катода. Материал анода представлял собой один из электродов утопленной в мазут электрической дуги.

Литература:

[1]. E. A. Ekimov, O. S. Kudryavtsev, N. E. Mordvinova, O. I. Lebedev, I. I. Vlasov, High-pressure synthesis of nanodiamonds from adamantane: Myth or reality? *Chem. Nano. Mat.* **4**, 269–273 (2018).

[2]. E. A. Ekimov, K. M. Kondrina, N. E. Mordvinova, O. I. Lebedev, D. G. Pasternak, I. I. Vlasov, High-pressure, high-temperature synthesis of nanodiamond from Adamantane. *Inorg. Mater.* 55, 437–442 (2019).

[3]. Sulgiye Park, Wnetim I.Abate ,Jin Liu , Chenxu Wang, at.all/ Facile diamond synthesis from lower diamondoids. SCIENCE ADVANCES•21 Feb 2020•Vol 6, Issue 8•DOI: 10.1126/sciadv.aay9405

[4]. Palyanov Yu.N., Kupriyanov I.N., Borzdov Yu.M., Surovtsev N.V. // Scientific Reports. 2015. V. 5. P. 14789. https://doi.org/10.1038/srep14789

[5]. Vekselman, V., Feurer, M., Huang, T., Stratton, B., and Raitses, Y. Complex structure of the carbon arc discharge for synthesis of nanotubes. United States: N. p., 2017. Web. doi:10.1088/1361-6595/aa7158.

[6]. V. Vekselman, Y. Raitses, M. N. Shneider. Growth of nanoparticles in dynamic plasma. PHYSICAL REVIEW E 99, 063205 (2019). https://doi.org/10.1103/PhysRevE.99.063205

[7]. Timerkaev, B.A., Ganieva, G.R., Kaleeva, A.A., Israfilov, Z.K., Sofronitskii, A.O. Growing of Carbon Nanotubes from Hydrocarbons in an Arc Plasma. Journal of Engineering Physics and Thermophysics, 2019, 92(5), P. 1248–1252. DOI:10.1007/s10891-019-02040-3.

[8]. Ganieva G. R., Ziganshin D. I., Aukhadeev M. M., Timerkaev B. A. //J. Eng. Phys. Thermophys. 2014. V. 87. № 1. P. 699. DOI10.1007/s10891-014-1062-9

btimerkaev@gmail.com

ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛАЗМОХИМИЧЕСКОГО РЕАКТОРА НА ОСНОВЕ ДУГОВОГО РАЗРЯДА С ВОЛЬФРАМОВЫМИ ЭЛЕКТРОДАМИ В ПРОЦЕССЕ СИНТЕЗА НАНОКРИСТАЛЛОВ

А. Р. Сорокина[1], А. А. Сайфутдинова[1]

[1]КНИТУ-КАИ им. А.Н.Туполева, Казань, Россия

Аннотация

Ключевые слова: дуговой разряд, синтез нанокристаллов, численное моделирование.

В работе сформулирована физико-математическая модель плазмохимического реактора на основе дугового разряда с учетом тепловых и электрических процессов, протекающих в электродах. На основе сформулированной модели проведены численные исследования параметров дугового разряда в процессе синтеза нанокристаллов. Получены вольт-амперные характеристики дугового разряда, расчетные зависимости температуры поверхности катода и анода от разрядного тока, пространственное распределение температурных полей, скорости и потенциала в дуговом разряде. Показано, что температура рабочей поверхности катода превышает температуру плавления материала, из которого он состоит.

В нашей работе мы предполагаем использовать формулу для описания эмиссии электронов с тугоплавких катодов:

$$j = A_0 D T^2 exp\left(-\frac{e\varphi}{kT}\right), A_0 = \frac{4\pi mek^2}{h^3} = 120\ \frac{\text{А}}{(\text{см}^2 \cdot \text{К}^2)}.$$

и аппроксимацию [1] для электродов с достаточно низкой температурой плавления (менее 2000K):

$$j_{TFE}\left(T_c, \beta \mathrm{E}_c \varphi\right) = 1.45K\left(AT_c^2 + B\left(\beta E_c\right)^{9/8}\right)\exp\left(-\left(\frac{T_c^2}{C} + \frac{\left(\beta E_c\right)^2}{D}\right)^{-0.5}\right)$$

$$K = \frac{8100T_c^3 + 0.35\left(\beta E_c\right)^2}{9100T_c^3 - 5300\beta E_c T_c + 0.75\left(\beta E_c\right)^2},$$

$$A = \frac{4\pi e m_e k_B^2}{h^3},\ B = 406\exp\left(-2.22\left(\varphi - 4.5\right)\right),$$

$$C = 2.727 \cdot 10^9 \left(\varphi / 4.5\right),\ D = 4.252 \cdot 10^{17} \left(\varphi / 4.5\right)^3,$$

где *K* – поправочный коэффициент, T_c – температура катода, β - коэффициент усиления поля, E_c - электрическое поле поверхности катода, A - константа термополевой эмиссии, B, C, D - это поправочные коэффициенты термополевой эмиссии, связанные с ф.

Расчетная область предполагалась двумерной с цилиндрической симметрией. Электроды были выполнены в виде цилиндрических стержней с плоским торцом. Были проведены численные расчеты для дугового разряда с вольфрамовыми электродами при давлении 500 Торр. Межэлектродное расстояние предполагалось равным 2 мм. В результате численных экспериментов были получены вольт-амперные характеристики (ВАХ) дугового разряда, зависимости температуры поверхности катода и анода от разрядного тока и все основные параметры дугового разряда для каждого значения силы тока.

Так на рис. 1. представлена расчетная и измеренные вольт-амперные характеристики дугового разряд. Видно, что ВАХ является падающей, что типично для дугового разряда. При этом расчетные и экспериментальные ВАХ практически совпадают. Небольшие отличия наблюдаются в диапазоне малых токов до 13 А, что, по-видимому, связано с неравновесностью процессов, протекающих в дуговом разряде и их неучёте в рамках магнитогидродинамического моделирования.

Кроме того, на рис. 1. приведены расчетные зависимости температуры поверхности катода и анода от разрядного тока. Видно, что температура катода в рассматриваемом диапазоне токов практически не изменяется. Наблюдается небольшой скачок температуры при малых токах в диапазоне 5-6А. Температура анода также резко возрастает при малых токах, так в диапазоне от 5 до 10А температура анода увеличивается от ~1400К до 1780К.

На рис. 2. представлены пространственные распределения температурных полей в разрядном промежутке и в электродах. Видно, что максимальная температура в межэлектродном промежутке достигает значения 11000К. При этом максимальные значения наблюдаются в приэлектродных областях, а в столбе дуги температура достигает значения 9000К.

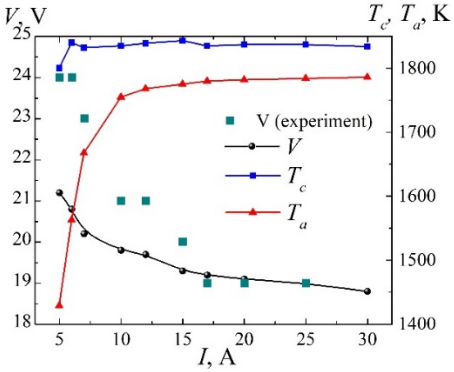


Рисунок 1. Вольт-амперная характеристика дугового разряда с вольфрамовыми электродами: расчетная кривая и экспериментальные данные (точки), а также расчетные зависимости температуры поверхности катода и анода от разрядного тока

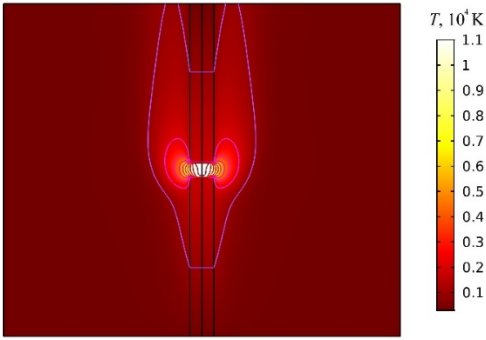


Рисунок 2. Пространственное распределение температурных полей в дуговом разряде с вольфрамовыми электродами при разрядном токе 30 А

На рис. 3. представлено пространственное распределение модуля скорости, видно, что максимальное значение скорости наблюдается вдоль поверхности анода и достигает 0.6 м/с, другими словами, конвективный поток, связанный с силой Архимеда, обтекает анод.

На рис. 4. представлено пространственное распределение потенциала электрического поля. Видно, что падение потенциала между электродами составляет ~18 В, что типично для дуговых разрядов.

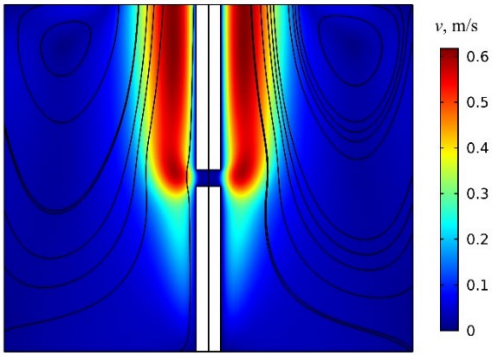


Рисунок 3. Пространственное распределение скорости в дуговом разряде с вольфрамовыми электродами при разрядном токе 30 А

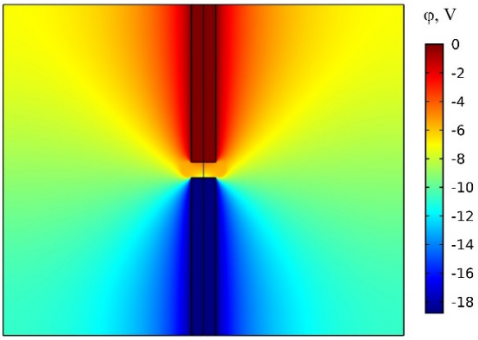


Рисунок 4. Пространственное распределение потенциала в дуговом разряде с вольфрамовыми электродами при разрядном токе 30 А

Таким образом, сформулированная модель и проведенные численные расчеты являются удобным инструментом, позволяющим интерпретировать реальные эксперименты и проанализировать синтез и рост наноструктур в плазменных реакторах на основе дугового разряда.

Литература:

[1] Hantzsche E. 1982 Contrib. Plasma Phys. 22 325–46

adelia-k@yandex.ru

Содержание

Доклады: **Страницы**

Формирование микро- и наноструктур с использованием плазменных процессов травления осаждения и модификации поверхности 6-9
И. И. Амиров

Получение микроструктурированного "черного кремния" методами плазменного травления 10-12
А. В. Мяконьких, В. О. Кузьменко, Е. А. Смирнова, К.В. Руденко

Carbon nanofiber growth in strong electric fields via plasma-enhanced chemical vapor deposition 13
Mikhail. N. Shneider, Xuewei Zhang

Static and dynamic properties of classical and quantum plasmas 14
J. Ara, Ll. Coloma, I.M. Tkachenko

Самосогласованная релаксационная теория коллективной динамики неидеальной классической однокомпонентной плазмы 15
А. В. Мокшин, И. И. Файрушин

Thermal conductivity of dusty plasma and fluids with soft interactions 16
S. Khrapak

Исследование прикатодной плазмы тлеющего разряда в гелии и ее применение в анализе газов 17-18
А. И. Сайфутдинов

Статистическая модель термической пылевой плазмы 19
И. И. Файрушин

Влияние режимов магнетронного распыления на морфологию поверхности пленок нитрида алюминия 20-23
Л. В. Баранова, В. И. Струнин, Б. Т. Байсова, С. В. Жилина

Моделирование физических процессов мощных электроразрядных источников уф-излучения и ударных волн 24-28
П. Д. Бросин, В. В. Кузенов, С. В. Рыжков

Исследования влияния испарения материала электродов на характеристики дугового разряда 29
А. И. Сайфутдинов

Синтез углеродных и металлических наноструктур в газоразрядной плазме 30
А. О. Софроницкий

Использование низкотемпературной плазмы для деконтаминации титановых имплантатов 31-34
Е. Сысолятина, А. Петряков, М. Абдулкадиева, Е. Васильева, В. Барсук, Ю. Акишев, С. Ермолаева

Расчет параметров ВЧИ-разряда пониженного давления в 2D постановке 35-36
А. Ю. Шемахин, В. С. Желтухин, Т. Н. Терентьев, Е. С. Самсонова

Математическое моделирование высокочастотной плазмы пониженного давления для цилиндрической вакуумной камеры с заряженным образцом в потоке 37
А. Ю. Шемахин, В.С. Желтухин

Условие самосогласования параметров установившегося ВЧИ разряда при пониженном давлении 38
В. С. Желтухин, А. Ю. Шемахин, Т. Н. Терентьев, Е. С. Самсонова

Атомно-слоевое травление оксида алюминия с использованием осаждения полимерной пленки и бомбардировки ионами аргона из плазмы 39-42
В. О. Кузьменко, А. В. Мяконьких

Влияние ионно-плазменной обработки на морфологию поверхности эпитаксиальных пленок теллурида свинца-олова 43-46
Я. Д. Белов, С. П. Зимин, И. И. Амиров, В. В. Наумов

Исследование влияния кислорода на нуклеацию углеродных наноструктур при пиролизе этанола с помощью плазмотрона постоянного тока 47-50
М. Б. Шавелкина, **П. П. Иванов**, **Р. Х. Амиров**

О динамике испарения графита излучением в ближней зоне разряда магнитоплазменного компрессора 51-53
А. В. Павлов, Т. С. Щепанюк, А. С. Скрябин, В. Д. Телех

Модифицирование химической структуры поверхности органических полимеров в различных видах низкотемпературной плазмы 54-57
Т. М. Васильева

Численное моделирование ионизационных волн в аргоне атмосферного давления 58-59
Д. В. Терешонок, Н. Ю. Бабаева, Г. В. Найдис

Измерения и расчёты абсолютных интенсивностей атомарных линий эмиссионного спектра в плазме гелия с парами воды 60-64
А. В. Бернацкий, С. Н. Андреев, И. В. Кочетов, В. Н. Очкин

Пространственные распределения рентгеновского излучения при пробое по поверхности феррита 65-68
С. Н. Андреев, А. В. Бернацкий, Г. А. Душкин, С. Н. Цхай, И. Н. Тиликин, С. Ю. Савинов

Динамика концентрации молекулярного кислорода в трубке тлеющего разряда в смесях газов 69-72
А. В. Бернацкий, В. В. Лагунов, В. Н. Очкин

Электроразрядный генератор долгоживущих плазменных образований в атмосферном воздухе 73-76
Л. Ю. Володин, А. С. Камруков

Исследование радиационно-газодинамических процессов в гетерогенном плазменном вихре методом трехцветовой пирометрии 77-80
Л. Ю. Володин

Исследование режимов работы высокочастотной магнетронной распылительной системы при нанесении медных покрытий 81-84
Н. А. Туманов, Д. В. Кириллов, Е. В. Воробьев

Моделирование состояния поверхности теплоизолированной мишени в условиях импульсного магнетронного распыления 85
А. В. Казиев, **Д. В. Колодко**, **С. М. Сорокин, А. В. Тумаркин**

Характеристики импульсного магнетронного разряда с горячей мишенью в реакционном режиме 86
А. В. Казиев, **А. С. Исакова**, **Д. В. Колодко, М. М. Харьков**

Исследование образования ионного тока, выносимого из импульсного поверхностного барьерного разряда постоянным полем 87-89
В. В. Воеводин, Я. Е. Жарков

Расчетно-экспериментальное исследование процесса формирования электродуговых разрядов в трехфазном плазмотроне 90-93
В. В. Миронов, А. Ш. Козаев, А. С. Негодяев

Создание гибкого тонкопленочного термоэлектрического преобразователя для диапазона -50...50 градусов Цельсия 94-97
О. П. Плотникова, Д. В. Кириллов, Н. А. Туманов, Д. С. Манегин, В. А. Рязанов

Созднание нанокомпозитов на основе Смешанных оксидов молибдена и титана в плазме импульсного подводного разряда и их фотоэлектрическое применение 98-101
Н. А. Сироткин, **А. В. Хлюстова**

Кинетические закономерности образования твердой фазы в водном растворе сульфата железа (III) под действием тлеющего разряда 102-105
К. В. Смирнова, Д. А. Шутов, А. Н. Иванов, В. В. Рыбкин

Плазмохимическая обработка воды и хитозана для придания им фитостимулирующих свойств 106-109
В. А. Титов, И. К. Наумова, А. В. Хлюстова, Н. А. Сироткин

Синтез никель содержащих порошков под действием разряда постоянного тока атмосферного давления 110-113
А. А. Извекова, К. В. Смирнова, Д. А. Шутов, В. В. Рыбкин

Возможность применения диэлектрического барьерного разряда для очистки воды 114-117
Д. С. Ковалева, Е. Ю. Квиткова, А. А. Гущин

Применимость нетермальной плазмы для предпосевной обработки семян сельскохозяйственных растений 118-120
С. А. Горбатов, В. Н. Тихонов, И. А. Иванов, А. В. Тихонов, Д. И. Петрухина, В. И. Шишко, И. М. Меджидов, М. Г. Помясова, О. В. Тхорик, П. Н. Цыгвинцев

Экспериментальные закономерности окисления бензола в барьерном разряде 121-124
А. В. Лещик, А. Ю. Рябов, А. Н. Очередько, Т. В. Петренко, С. В. Кудряшов

Взаимодействие лазерного излучения с субмикронными композитами на основе полимер – нематический жидкий кристалл при одноосной деформации 125-128
И. Х. Файзуллоев, Б. И. Махсудов, М. Х. Эгамов

Трансформация кристаллической структуры титана в ходе его лазерной обработки 129-133
А. Ю. Иванов, С. В. Васильев, А. Л. Ситкевич

Исследование плазмообразования в воздухе при многоимпульсно лазерном воздействии на металлы. 134-139
А. Ю. Иванов, С. В. Васильев, И. К. Губаревич

Фрактальные наночастицы из плазмы дугового разряда: получение и свойства 140-143
Н. А. Смоланов

Спин-поляризованная проводимость магнитных наноконтактов 144-147
Н. Х. Усеинов, Л. Р. Тагиров

Физический механизм ВЧ-плазменной модификации кожевенных полуфабрикатов специального назначения 148-151
В. С. Желтухин, Ф. А. Гизатуллина, А. В. Шестов

Численное моделирование динамики газовзвесей с массовой и поверхностной плотностями заряда 152-155
А. Л. Тукмаков, **Д. А. Тукмаков**

Плазморастворные системы переменного тока 156-159
И. И. Ощенко, С. А. Смирнов

Достоверность наноизмерений многослойных PVD конденсатов Hf-Ti-n из плазменной фазы 160-161
М. М. Миронов, М. М. Гребенщикова

Получение водорода и синтез нанотрубок плазмохимическим методом. 162-165
Б. А. Тимеркаев, Г. Р. Ганиева, И. И. Багманов

Исследование воздействия лазерного излучения на обработку деталей ГТД 166-170
Л. Р. Хайруллина, Ф. К. Смородин

Моделирование в ANSYS FLUENT испарения порошковых гранул и конденсации на них металлических паров в условиях газофазного синтеза 171-175
Г. Д. Муллин, **И. В. Цивильский**

Синтез никелевых покрытий с развитой поверхностью на керамических порошках 176-179
Р. Н. Мансуров, М. В. Морозов, К. Ю. Нагулин, А. С. Владимиров, О. С. Колпаков, А. Х. Гильмутдинов

Модификация поверхности медицинских полиэтилентерефталатных экранов с помощью низкотемпературной плазмы. 180-183
Н. Н. Хайбуллина, А. М. Ляхович, А. Г. Лучкин, Г. Ю. Яковлева

Электродуговой синтез кремниевых наноструктур 184-189
Б.А. Тимеркаев, В.Ю. Турутин, В.С. Фельцингер, А.А. Залялиева, Р.Р. Вахитов

Создание потока плазмы от жидкого электролитного катода с произвольной ориентацией в пространстве 190-191
Г. Х. Тазмеев, Х. К. Тазмеев, Б. Х. Тазмеев

Расчет концентрации заряженных частиц в низкотемпературной плазме диффузионного пламени пропана с инертной добавкой гелия при избытке окислителя 192-193
А. С. Бобров

Характеристики отрицательного коронного разряда в воздухе при различных зазорах 194-195
А. Р. Билалов

Синтез микроалмазов и германиевых нанотрубок в аргоно-германиевой дуге 196-201
Б. А. Тимеркаев, А. А. Абдуллин, Р. М. Сулейманов, Р. К. Геворгян, Р. Р. Шайхаттаров

Управление распределением внутренних характеристик разряда с помощью сверхзвуковой прокачки газа 202-210
Б.А. Тимеркаев, О.А. Петрова, Р.С. Шамсутдинов, А.И. Сайфутдинов

Пространственная структура газодинамических характеристик в тлеющем разряде со сверхзвуковым осесимметричным потоком газа 211-217
Б.А. Тимеркаев, О.А. Петрова, Р.С. Шамсутдинов, А.И. Сайфутдинов

Теоретическое исследование структур трис-бипиридиновых комплексов рутения (II) и осмия (II) с учетом мультиплетных состояний. **Г. Г. Гарифзянова, А. В. Герасимов** 218-220

Способы модификации поверхности заэвтектического силумина субмиллисекундным электронным пучком 221-224
К. Т. Ашурова, Ю. Ф. Иванов, Е. А. Петрикова, П. В. Москвин, М. С. Воробьёв, М. Е. Рыгина

Электрический разряд в газожидкостной среде: режимы развития пробоя 225
В. А. Панов, Л. М. Василяк, С. П. Ветчинин, В. Я. Печеркин

Оптимизация условий синтеза наностержней оксида цинка плазмохимическим методом 226-232
С. М. Шавалеева, Ж. А. Уктамов, Е. А. Эрлингайте, Х. С. Нуриддинов

Модифицирование поверхностных свойств графитового чугуна электролитической плазмой 233-236
А. А. Хафизов, Р. И. Валиев, Р. А. Валиев, Ю. И. Шакиров

Башлангыч мәктәп укучылары өчен нанодоньяга сәяхәт 237
Р. Ф. Хуснутдинова

Модификация материалов на основе белковых волокон в потоке ВЧ плазмы пониженного давления 238-241
Г. Р. Рахматуллина, Е. А. Панкова, О. В. Фукина

Высокотемпературный термоэмиссионный преобразователь тепловой энергии в электрическую с развитым эмиттером 242-244
А. Ю. Грабовский, А. С. Мустафаев, А. Крижанович, В. И. Кузнецов

Изучение влияния плазменной обработки на механические свойства нитей из базальтовых и стеклянных волокон 245-248
А. С. Парсанов, М. В. Антонова, И. В. Красина

Гидрофилизация поверхности натурального гидрофобного материала неравновесной низкотемпературной плазмой 249-252
В. П. Тихонова, Г. Р. Рахматуллина, К. Р. Бигеева, Д. К. Низамова, Р. Ф. Ахвердиев

Плазменная модификация углеродных волокон при создании углекомпозитов на основе ПЭЭК 253-254
П. В. Космачев

Динамика контракции сфокусированного микроволнового разряда в азоте 255
А. И. Сайфутдинов, Е. В. Кустова

Конечно-разностная схема и алгоритм решения двумерной системы уравнений максвелла для индуктивно связанной плазмы 256-258
А. В. Герасимов, **А. П. Кирпичников, Я. Д. Лаптева, Ф. М. Туен**

Получения наноразмерного диоксида кремния на электроплазменной установке 259-261
В. В. Шеховцов, Н. К. Скрипникова, О. А. Кунц, А. Б. Улмасов

Взаимодействие мощных плазменных потоков с Mo/Si многослойными покрытиями 262-263
А. С. Скрябин, В. Д. Телех, А. В. Павлов, П. А. Цыганков, А. Г. Турьянский, В. М. Сенков

Исследование электрического разряда с жидкими электродами при воздействии на углеродное волокно 264-265
Х. И. Хазеев, Р. Р. Каюмов, А. А. Низамеев, М. Р. Ахатов

Свойства электрического разряда между струйным анодом и электролитическим катодом 266-270
М. Ф. Ахатов, Р. Марданов, Р. К. Галимова, А. А. Низамеев

Воздействие низкотемпературной плазменной струи на бактерии в полости рта. 271-272
С. В. Гайнуллина

Обоснование выбора оптимальной конструкции оборудования для электролитно-плазменной полировки 273-282
Б. Х. Тазмеев, О. Н. Соколенко, В. М. Погосян

Термическая стабилизация слоистой системы FeSn-a-Fe(Sn) , полученной ионно-плазменным напылением 283-286
А. К. Жубаев, А. Ж. Досмуханова, Б. А. Таскалиев, Е. А. Кантарбай

Исследование воздействия низкотемпературной плазмы между электролитическими электродами на поверхности полимеров 287-288
Р. Р. Марданов, Д. У. Закиров, А. А. Низамеев, Р. Р. Каюмов

Плазменная обработка и восстановление отработанных в аддитивном производстве по технологии DMD металло-порошковых композиций марок В3К. 289-292
О. С. Колпаков, А. С. Владимиров, А.Х. Гильмутдинов, К.Ю. Нагулин

Применение функции Харрингтона при обосновании выбора наилучшего оборудования для плазменной обработки материалов 293-301
Б. Х. Тазмеев, В. В. Цыбулевский

Особенности горения электрической дуги при ее наложении на газовый разряд с жидким электролитным катодом 302-303
Х. К. Тазмеев, А. Х. Тазмеев

Слаботочная дуга в потоке плазмы от разряда с жидким электролитным катодом 304-305
Х. К. Тазмеев, Р. Н. Тазмеева, Б. Х. Тазмеев

Сравнение методов наименьших квадратов и наименьших модулей при моделировании процессов обработки материалов плазмой парогазового разряда с жидкими электродами. 306-309
Р. Р. Таксеитов, Р. К. Галимова, З. Я. Якупов

Плазмохимический метод получения пленки полианилина 310-312
М. П. Данилаев, В. А. Куклин

Влияние температуры, давления и фракции наночастиц на изменение температуропроводности коллоидных наножидкостей 313-315
Тиллоева Т.Р., Сафаров М.М., Зарипова М.А.

Поверхностное натяжение коллоидных систем касторового масла и бензола при P=0,101МПа 316-318
Раджабов А.Р., Хакимов Д.Ш., Сафаров М.М.

Формирование твердого раствора a-fe(sn) при ионно-плазменном напылении и термическом воздействии 319-320
А. К. Жубаев, М. Ж. Кылычмурадова, Б. А. Таскалиев, Е. А. Кантарбай

Плазменная технология получения полых алюмосиликатных микросфер 321-324
В. В. Шеховцов, Н. К. Скрипникова, О. А. Кунц, А. Б. Улмасов

Производство водорода из тяжелых углеводородов 325-328
Б. А. Тимеркаев, Г. Р. Ганиева, Б. Р. Шакиров, А. А. Залялиева

Стабильные свойства двумерных лазерных волноводов в многослойных квантоворазмерных полупроводниковых гетероструктурах 329-331
Х. Ш. Джураев, Н. О. Маматкулова, Б. И. Махсудов

Плотность наножидкостей на основе толуола 332-333
К.Мирзоева, Матлаби Джабборзода, М.М.Сафаров

Влияние кремниевых фуллеренов на изменение теплоемкости электролитов NaCl 334-337
С.С.Раджабова, Т.Р.Тиллоева, М.М.Сафаров, М.А.Зарипова

Спектрографическое исследование плазмы разряда с жидким катодом 338
Ф. Ф. Гизатуллина, А. О. Казаков

Распределение напряженности электрического поля в разряде с жидким катодом 339-340
Ф. А. Гизатуллина

Влияние лазерного излучения на динамику активных броуновских макрочастиц в низкотемпературной плазме 341-343
И. И. Файрушин, М. М. Васильев, О. Ф. Петров

Сравнительный анализ дуговых разрядов в азоте, поддерживаемых термоэлектронной и термоавтоэлектронной эмиссиями. 344
А. И. Сайфутдинов, Х. С. Нуриддинов, Ж. А. Уктамов, Е. А. Эрлингайте, Б. А.Тимеркаев

Моделирование теплофизических и газодинамических характеристики в плазмотроне постоянного тока. 345
А.Р. Сорокина, А. Пасынкеев, А. И. Сайфутдинов

Исследование плазмохимического реактора на основе тлеющего микроразряда в смеси газов аргон/этанол 346
Н.П. Германов, А.И. Сайфутдинов, Б.А.Тимеркаев, А.А. Сайфутдинова

Обнаружения примесей углеводородов в нелокальной плазме короткого тлеющего разряда методом плазменной электронной спектроскопии 347
А. И. Сайфутдинов, Д. Р. Валеева, А. Сайко, А. А. Кудрявцев

Исследование быстрого нагрева газа в барьерном микроразряде в воздухе 348
А. А. Сайфутдинова, Д. Машуков

Модельное исследование теплопереноса в слоистой структуре 349-352
Х. Ш. Джураев, Н. О. Маматкулова, Б. И. Махсудов

Модель положительного столба продольного тлеющего разряда в плоском канале с дополнительным вдувом газа через боковые стенки 353-356
И. Г. Галеев, Т. Я. Асадуллин, Д. Р. Валеева

Влияние струйного электрического разряда на прочностные характеристики поверхности 357-359
М. Ф. Ахатов, Р. Р. Каюмов, Р. Марданов, А. Низамеев

Активация прекурсоров внутрипластового горения при воздействии на них электроразрядной плазмы 360-361
А. О. Софроницкий, А. И. Сайфутдинов

Наноалмазы из мазута 362-368
Б. А. Тимеркаев, Б. Р. Шакиров, А. А. Залялиева, Р. К. Геворгян, Р. Р. Шайхаттаров

Исследование плазмохимического реактора на основе дугового разряда с вольфрамовыми электродами в процессе синтеза нанокристаллов 369-372
А. Р. Сорокина, А. А. Сайфутдинова

ДЛЯ ЗАМЕТОК

ДЛЯ ЗАМЕТОК

Научное издание

II МЕЖДУНАРОДНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ «ГАЗОРАЗРЯДНАЯ ПЛАЗМА И СИНТЕЗ НАНОСТРУКТУР»

Ответственность за аутентичность и точность цитат, имен, названий и иных сведений, а также за соблюдение законов об интеллектуальной собственности несут авторы публикуемых материалов.

Отпечатано с готового оригинал-макета

Выпускающий редактор Г. А. Кайнова

Подписано в печать 13.12.2021. Формат 60x84/16. Усл. печ. л. 22,55.
Тираж 100 экз. Заказ 1422.

Издательство «Бук». 420029, г. Казань, ул. Академика Кирпичникова, д. 25.
Отпечатано в типографии «Т8 Издательские Технологии», г. Москва, Волгоградский пр-т, д. 42, корп. 5

БУК
ИЗДАТЕЛЬСТВО
www.bukbook.ru

ISBN 978-5-00118-822-3
9 785001 188223

GDP-NANO.COM