

**Московский государственный университет
имени М.В. Ломоносова**

**Научно-исследовательский институт ядерной физики
имени Д.В. Скобельцына**

Труды

**XII МЕЖВУЗОВСКОЙ НАУЧНОЙ ШКОЛЫ
МОЛОДЫХ СПЕЦИАЛИСТОВ
"КОНЦЕНТРИРОВАННЫЕ ПОТОКИ ЭНЕРГИИ
В КОСМИЧЕСКОЙ ТЕХНИКЕ
ЭЛЕКТРОНИКЕ, ЭКОЛОГИИ И МЕДИЦИНЕ"**

21-22 ноября 2011 г.

**Москва
2011**

**Школа посвящается трехсотлетию со дня рождения
М.В. Ломоносова**

Труды

**XII МЕЖВУЗОВСКОЙ НАУЧНОЙ ШКОЛЫ
МОЛОДЫХ СПЕЦИАЛИСТОВ
"КОНЦЕНТРИРОВАННЫЕ ПОТОКИ ЭНЕРГИИ
В КОСМИЧЕСКОЙ ТЕХНИКЕ
ЭЛЕКТРОНИКЕ, ЭКОЛОГИИ И МЕДИЦИНЕ"**

21-22 ноября 2011 г.

УДК 539.12.01(063)
ББК 22.383
Т78

Труды

ХII Межвузовской научной школы
молодых специалистов
"Концентрированные потоки энергии
в космической технике
электронике, экологии и медицине"

Под редакцией
Профессора Б.С. Ишханова и профессора Л.С. Новикова

e-mail bsi@depni.sinp.msu.ru

В трудах рассмотрены физические основы концентрированных потоков энергии, воздействия концентрированных потоков энергии на материалы и изделия космической техники, методы обработки материалов концентрированным излучением, воздействие лазерного и микроволнового излучения на вещество, концентрированные потоки энергии в экологии и медицине, концентрированные потоки в электронике, проблемы физики нейтрино и ядерной спектроскопии.

Михаил Васильевич Ломоносов

Он создал первый университет.

Он, лучше сказать, сам был первым нашим университетом

А.С. Пушкин



Михаил Васильевич Ломоносов

М.В. Ломоносов (19.XI.1711—15.IV.1765) — выдающийся русский ученый, мыслитель, член Петербургской АН (1745). Родился в селе Денисовка Архангельской губернии (ныне село Ломоносово Архангельской области). В 1731—35 — учился в Славяно-греко-латинской академии в Москве, в 1735—36 — в университете при Петербургской АН, в 1736—41 — за границей в Марбурге и Фрейберге. Возвратившись в Россию, был избран в 1742 адъюнктом, а в 1745 — академиком Петербургской АН.

Работы Ломоносова посвящены физике, химии, астрономии, горному делу, металлургии и др. Ломоносов сосредоточил исследования на актуальнейших проблемах физики и химии того времени. Высказал ряд новых положений и гипотез, сделал ряд открытий, которые опередили его время и предвосхитили достижения физики XIX ст. Экспериментально доказал закон сохранения вещества. В 1756 выполнил классический опыт, показав, что в запаянном сосуде при нагревании без доступа воздуха вес металла не увеличивается и при этом общая масса сосуда остается неизменной (закон сохранения массы вещества). Аналогичный эксперимент был выполнен А. Лавуазье лишь в 1774. И хотя именно после этих работ Лавуазье закон сохранения массы вещества при химических реакциях окончательно вошел в науку, приоритет Ломоносова в открытии этого закона является неоспоримым.

Ломоносов представлял природу как единое целое, где все взаимосвязано. Все процессы в природе происходят так, что изменения в одном месте обязательно связаны с изменениями в другом. При этом ничто не исчезает бесследно и не возникает из ничего. Ломоносов говорит о любых "изменениях, которые в натуре имеют место" и об "их общем сохранении" (закон сохранения материи и движения Ломоносова).

Ломоносов разработал точные методы взвешивания и был основоположником внедрения физических методов в химию, пытался применить в химии методы точного количественного анализа. При изучении природы основным считал опыт, что было характернейшей чертой его как ученого. Изучал жидкое, газообразное и твердое состояния тел, подробно разработал термометрию, достаточно точно калибровал свои ртутные термометры. С довольно высокой для своего времени точностью определил коэффициент расширения газов.

Ломоносов разработал также немало конструкций различных физических, метеорологических и др. приборов (около 100), в частности вискозиметр, прибор для определения твердости тел, пирометр, котел для исследования вещества при низком и высоком давлении, анемометр, газовый барометр и др.

Ломоносов был непримиримым противником концепции невесомых и, вопреки большинству ученых, которые занимались придумыванием невесомых

для объяснения различных физических процессов, разработал свой взгляд на мир и процессы, происходящие в нем. По Ломоносову, окружающий мир состоит из весомой материи (которая в свою очередь слагается из нечувствительных частиц) и эфира. Все тела состоят из "корпускулов" (в современной терминологии — молекул), содержащих некоторое количество "элементов" (атомов). Между атомами и молекулами он проводил четкую границу, близко подошел к идее молекулярного строения химического соединения. Все физические явления рассматривал как результат движения больших и малых масс весомой материи и эфира.

Движением мелких частиц представлялась Ломоносову теплота, кинетическая природа теплоты не вызывала у него никаких сомнений/Нагревание тел он связывал с возрастанием поступательного и вращательного движения. Близко подошел к понятию абсолютного нуля. Свою теорию теплоты изложил в работе "Размышления о причине теплоты и холода" (1747—48). Является одним из основоположников молекулярно-кинетической теории теплоты.

Значительное место в творчестве Ломоносова занимали работы по оптике. Он был сторонником волновой теории света, разработал теорию цветов, сконструировал ряд оптических приборов, в частности телескоп-рефлектор (так называемую ночезрительную трубу), при помощи которого наблюдал в 1761 прохождение Венеры по диску Солнца, что привело его к открытию атмосферы на этой планете.

Вместе с Г. В. Рихманом проводил исследования в области электричества, в частности атмосферного. С этой целью они использовали изобретенный Рихманом "электрический указатель", который был прообразом электрометра. Разработал теорию образования атмосферного электричества, происхождение которого связывал с восходящими и нисходящими потоками воздуха. Пытался создать общую теорию электрических явлений, суть их он видел в движении эфира. Много сделал для развития науки, культуры и образования в России. В 1755 по инициативе и по проекту М. В. Ломоносова был открыт Московский университет, носящий ныне его имя. Был основателем естествознания в России. Академия наук СССР учредила золотую медаль им. М. В. Ломоносова.

**ОБРАЗОВАТЕЛЬНАЯ И НАУЧНАЯ ДЕЯТЕЛЬНОСТЬ
МОСКОВСКОГО ГОСУДАРСТВЕННОГО ИНСТИТУТА
ЭЛЕКТРОНИКИ И МАТЕМАТИКИ
(ТЕХНИЧЕСКОГО УНИВЕРСИТЕТА)
(к 50-летию юбилею института)**

Д.В. Быков, В.П. Кулагин, В.П. Симонов, Г.Г. Бондаренко

Московский государственный институт электроники и математики (МИЭМ) образован в 1962 году и с самого начала был ориентирован на подготовку кадров по электронике, материаловедению, автоматике и вычислительной технике. За время своего существования институт выпустил свыше 40000 высококвалифицированных молодых специалистов.

В образовательной и научной деятельности МИЭМ в настоящее время позиционирует себя в следующих областях:

- информационные системы и технологии;
- вычислительные машины, комплексы, системы и сети;
- прикладная математика;
- компьютерная безопасность;
- электроника и микроэлектроника;
- нанотехнологии и наноматериалы;
- проектирование и технология создания электронных средств;
- автоматизация и управление;
- метрология, стандартизация и сертификация;
- управление качеством,

и ведет подготовку студентов по 13 направлениям и 20 специальностям. Профессорско-преподавательский состав включает более 500 сотрудников, из которых более 100 - профессора и доктора наук и около 300 - доценты и кандидаты наук.

Образовательная инфраструктура вуза включает 6 факультетов и 36 кафедр. В вузе работают 6 докторских диссертационных советов, которые принимают защиты диссертаций по 15 специальностям.

Развитие и поддержка научной деятельности студентов и аспирантов в МИЭМ обеспечивается проведением ряда мероприятий российского и международного масштаба.

Выпускники МИЭМ работают по специальности на предприятиях оборонно-промышленного комплекса, отраслевых НИИ и институтах РАН.

Среди выпускников МИЭМ разных лет есть министры федерального уровня, руководители агентств, специальных служб, депутаты, члены Совета Федерации, руководители академических институтов, вузов, крупных коммерческих компаний.

Научная тематика МИЭМ соответствует приоритетным направлениям развития науки и техники и выполняется в рамках федеральных и ведомственных целевых программ, по грантам отечественных и зарубежных фондов и договорам с предприятиями. По результатам выполненных научных исследований учеными МИЭМ в кооперации с вузовскими, академическими и отраслевыми организациями страны получены 37 Государственных премий, премий Президента и Правительства РФ.

Вуз издает 6 высокорейтинговых научно-технических журналов.

МИЭМ вдет активную международную деятельность: заключены межвузовские соглашения и договоры о сотрудничестве с 14 зарубежными партнерами, среди которых Экспоо-Вантаа технологический институт, Финляндия; Институт обеспечения качества, Крендфилдский Университет, Великобритания; Харбинский технологический институт, КНР; Университет г. Соноры, Мексика; Фирма Oracle ECE, Ирландия; Технический Университет г. Острава, Чехия; Progress Technologies, США.

В Институте работают учебно-научные центры по сетевым и информационным технологиям, авторизованные центры ведущих производителей программного обеспечения и телекоммуникационного оборудования: Mentor Graphics, Synopsys, ZyXEL, Motorola, National Instruments, IBM, Microsoft. Созданы научно-учебные центры совместно с Legos, ГосНИАС, ВЭИ, Информика. На базе МИЭМ функционирует «Европейский центр по качеству», который является представителем РФ в Европейской организации качества по аттестации в области качества, с правом выдачи европейских сертификатов.

В 1973 г. в МИЭМ по инициативе выдающегося ученого в области космической физики и космического материаловедения академика АН СССР С.Н.Вернова и в соответствии Постановлением Правительства впервые в нашей стране была организована подготовка специалистов в области космического и радиационного материаловедения. С 1986г. по настоящее время кафедру материаловедения, ответственную за выпуск специалистов, возглавляет выпускник Института, д.т.н., профессор, действительный член Академии педагогических наук А.Н.Тихонов. В течение более чем 40-лет Институтом по оригинальным учебным планам осуществлялся выпуск инженеров-исследователей по специализации «Космическое и радиационное материаловедение», которые после этого успешно работали в организациях, занимающихся выпуском космической техники - КБ "Салют", ГКНПЦ им. М.В.Хруничева, НПО машиностроения им.акад.В.Н.Челомея, РКК «Энергия» им. С.П.Королева, НПО им.С.А.Лавочкина и др., в институтах Академии наук, ведущих исследования по космическому материаловедению (Институт металлургии и материаловедения им. А.А.Байкова, Институт кристаллографии им. А.В.Шубникова, Институт космических исследований и др.), в Институте атомной энергии им. И.В. Курчатова, Институте теоретической и экспериментальной физики, институтах,

разрабатывающих электронные приборы для космических аппаратов (НПО «Сапфир», НПО «Плутон», НПО «Полюс», НПО «Пульсар», НПО «Торий» и др.). В разные годы на кафедре работали известные ученые в области космического материаловедения академик Вернов С.Н., профессор Теплов И.Б., профессор Акишин А.И., профессор Суворов А.Л. Продолжают работать на кафедре лауреат Государственной премии профессор Иванов Л.И. (руководитель российско-американского эксперимента по космическому материаловедению «Аполлон-Союз»), зав.отделом ядерных и космических исследований НИИЯФ МГУ, заслуженный научный сотрудник МГУ, профессор Новиков Л.С. В 1980-1990-х годах по заказу Министерства общего машиностроения на специальном факультете Института проводилась двухлетняя профессиональная переподготовка кадров по специальности «Космическое материаловедение» с получением второго высшего образования. Второе высшее образование по данной специальности получили более ста инженеров-работников предприятий, связанных с космическим материаловедением (в основном, НПО машиностроения им.акад.В.Н.Челомея и КБ «Салют»). В последние годы по настоящее время МИЭМ ведет подготовку специалистов общего направления 210602 «Наноматериалы». При этом значительную часть в подготовке студентов занимает специализация «Наноматериалы в космической технике», исходя из профессорско-преподавательского состава выпускающей кафедры материаловедения и родственных по профилю кафедр, с учетом многолетнего накопленного опыта в этой области.

Институтом также ведется активная научно-организационная деятельность в области радиационного и космического материаловедения.

В период 1990 – 2011гг. совместно с НИИ перспективных материалов и технологий успешно проведены I - XXI Международные конференции «Радиационная физика твердого тела» и I - X IV Международные школы молодых ученых «Радиационная физика твердого тела» (председатель Оргкомитета – заслуженный деятель наук РФ, д.ф.-м.н., профессор Бондаренко Г.Г.). Научным коллективом МИЭМ в течение многих лет успешно ведутся научно-исследовательские работы в области радиационной физики твердого тела, космической физики и космического материаловедения, радиационно-технологических методов создания и модифицирования материалов.

В МИЭМ создана научная школа ученых, успешно развивающих пионерское направление – создание радиационноустойчивых интеллектуальных материалов на основе разработанной концепции самовосстановления при облучении; в частности, разработанные «потееющие» сплавы явились основой для создания радиационноустойчивых катодов газовых лазеров с рекордно высокой долговечностью в условиях бомбардировки высокоэнергетическими частицами (до 10^5 часов), а также холодных катодов мощных электронных пушек высоковольтного тлеющего разряда, применяемых в технологии переплава

тугоплавких металлов и в электронно-лучевых испарителях для нанесения различных покрытий. Широко известны выполненные в МИЭМ в последние годы работы по экспериментальному исследованию и моделированию процессов взаимодействия поверхности твердого тела с низкотемпературной плазмой, спин-волновым процессам в материалах СВЧ-микрoэлектроники, инжекционной дeгpадации и модификации структур металл-диэлектрик-полупроводник при сильнополевых и радиационных воздействиях. Эти фундаментальные исследования привели к созданию новых методов направленного улучшения свойств широкого класса материалов для практического их использования в ряде отраслей новой техники.

В 1998 году на базе ряда специализированных кафедр МИЭМ и физического факультета Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова с использованием научного потенциала и материально-технической базы Научно-исследовательского института проблем лазерных и информационных технологий Российской Академии Наук (ИПЛИТ РАН), Института металлургии и материаловедения им. А.А.Байкова (ИМЕТ) РАН и Научно-исследовательского института ядерной физики МГУ был создан и активно работает в настоящее время Научно-образовательный центр по подготовке специалистов по направлению "Концентрированные потоки энергии и их воздействие на материалы" (НОЦ "КПВМ"). Головной организацией НОЦ является МИЭМ.

Основная задача НОЦ "КПВМ"- высокопрофессиональная целевая подготовка специалистов, в том числе и высшей квалификации, способных активно участвовать в развитии теоретической и экспериментальной физики взаимодействия концентрированных потоков энергии с материалами, создании современного оборудования и высоких экологически чистых технологий, связанных с обработкой материалов концентрированными потоками энергии, медицинской и генной инженерией.

Начиная с 2000 года НОЦ "КПВМ" организует и проводит Межвузовскую научную школу "Концентрированные потоки энергии в космической технике, электронике, экологии и медицине" с изданием трудов и их распространением в ведущие библиотеки страны. В 2004 году усилиями преподавателей, работающих в составе НОЦ, был издан учебник для студентов вузов страны «Физика воздействия концентрированных потоков энергии на материалы» объемом 26,12 печ.л. (авторы Акишин А.И., Бондаренко Г.Г., Быков Д.В. и др.), в котором значительная часть посвящена космическому материаловедению. Учебник такой направленности создан впервые в России и не имеет аналогов в мировой практике.

За цикл работ по созданию и учебно-методическому обеспечению образовательной программы "Концентрированные потоки энергии и их воздействие на материалы" для образовательных учреждений высшего профессионального образования, выполненных в 1998-2008 годах, членом авторского коллектива - ведущим преподавателям НОЦ "КПВМ" (Быкову Д.В.,

Бондаренко Г.Г., Симонову В.П., Трухину В.И., Ишханову Б.С., Акишину А.И., Новикову Л.С., Заболотному В.Т., Майорову В.С.), присуждена премия Правительства Российской Федерации 2008 года в области образования.

В 2010-2011 гг. по заданию Минобрнауки РФ МИЭМ с коллегами по НОЦ "КПВМ" были проведены I и II Всероссийские школы-семинары студентов, аспирантов и молодых ученых (до 35 лет) по тематическому направлению деятельности национальной нанотехнологической сети «Функциональные наноматериалы для космической техники». В работе школ-семинаров приняли участие более 200 молодых ученых.

В настоящее время на средства инвесторов МИЭМ строит в Строгино новый учебно-лабораторный корпус, срок ввода в действие которого запланирован на 2012 г.

Согласно рейтингу вузов, составленному Федеральным агентством по образованию в 2008 году, МИЭМ входит в двадцатку ведущих технических и технологических университетов России.

Сегодня МИЭМ живет и развивается, удерживая высокий уровень в образовательной и научной деятельности

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОВЫХ СВОЙСТВ МНОГОСЛОЙНЫХ МАТЕРИАЛОВ С ПОМОЩЬЮ СПЕКТРАЛЬНОГО АНАЛИЗА ПЕРИОДИЧЕСКОГО ТЕМПЕРАТУРНОГО СИГНАЛА

Г.Г. Бондаренко¹, М.А. Кокин², М.М. Якункин²,
Г.С. Булатов³, К.Н. Гедговд³, Д.Ю. Любимов³

¹ ФГБНУ «Научно-исследовательский институт перспективных материалов и технологий»;

² Московский государственный институт электроники и математики (технический университет);

³ Учреждение Российской Академии наук Институт физической химии и электрохимии им. А.Н. Фрумкина

E-mail: niipmt@cea.ru

Введение. Известно, что методы получения многослойных материалов, основанные на физическом (вакуумное, плазменное и ионно-плазменное напыление, магнетронное распыление) или химическом осаждении (плазмохимическое осаждение или осаждение из газовой фазы) часто приводят к возникновению напряжений на границе раздела фаз, их расслоению и неоднородности физико-химических свойств [1-3]. В результате в технологии изготовления слоистых систем возникает проблема, связанная с прогнозируемым изменением состояния границы раздела. Одним из эффективных способов её решения, является облучение высокоэнергетическими электронами [4-6]. Облучение электронами с энергией $E \geq 1$ МэВ (электронное легирование)

позволяет осуществить массоперенос на границе раздела фаз при комнатных температурах и получить заданный концентрационный профиль без термической активации.

Прямые доказательства эффекта были получены в [7,8] путем исследования электронно-стимулированного массопереноса в бинарных системах с поверхностью раздела. Для объяснения существования нетермического массопереноса в области низких температур была выдвинута гипотеза [9,10], согласно которой облучение существенно изменяет структуру межфазной границы и растворимость компонентов в ней. Тем самым предполагается существование кинетики установления стационарного состояния на границе раздела, при котором её характеристики почти не меняются. В результате возникает задача разработки неразрушающего метода диагностики процесса, позволяющего проводить исследование процесса возникновения стационарных состояний.

Известные методы таких исследований, основанные на использовании рентгенофазового и микрорентгеноспектрального анализа, хотя и являются информативными, весьма трудоемки и связаны с разрушением образцов. Применение ультразвуковых методов диагностики для микронных толщин затруднено из-за несоответствия длины волны ультразвуковых колебаний и толщины слоев. Было показано [11], что параметром, характеризующим состояние границы раздела и кинетику её формирования, является тепловая проводимость α_{12} . Её измерение упрощается при использовании термоволновой спектроскопии с дискретным спектром частот, которая реализуется с помощью лазеров с акустооптической модуляцией добротности резонатора (АОЗ). В этом случае, за счет появления дополнительной степени свободы – коэффициента заполнения $\gamma = t_u / t_n$, можно независимо изменять импульсную и среднюю мощность нагрева. При этом использование лазеров с АОЗ позволяет достичь амплитуд осциллирующей температуры ~ 100 К в диапазоне частот следования импульсов 1–100 кГц. Здесь t_u и t_n длительность и период следования импульсов лазерной генерации. В связи с этим возникает проблема моделирования спектральных характеристик тепловых процессов, возникающих под действием нагрева излучением лазеров, работающих в периодическом импульсном режиме.

В работе приведены результаты теоретических исследований спектральных характеристик квазистационарного теплового режима, возникающего в системе пленка-подложка под действием периодического импульсного нагрева

излучением лазера. Показано, что по спектральным характеристикам термоволновых колебаний могут быть исследованы изменения состояния границы раздела фаз без разрушения образца.

Теоретическая часть. Приведенные результаты расчетов осциллирующей составляющей квазистационарного температурного поля [11], показывают, что ее зависимость от времени и координаты может быть представлена в виде тригонометрического ряда

$$\Theta(t, x) = \frac{1}{\alpha} \sum_{\substack{k=-\infty \\ k \neq 0}}^{k=\infty} c_k H_k(\alpha_{12}, x) \exp(i\omega_k t), \quad (1)$$

где пространственная мода колебаний $H_k(x) = H(\omega_k, x)$ является характеристикой образца в частотной области. Чтобы перейти к характеристике образца во временной области, представим решение (1) в векторной форме

$$\alpha \Theta \cdot \mathbf{e} = \mathbf{c} \cdot \mathbf{H} \cdot \mathbf{e}, \quad (2)$$

где $\Theta = \{\Theta_k\}$ – вектор-строка коэффициентов Фурье разложения осциллирующей составляющей квазистационарного температурного поля $\Theta(t, x)$ в ряд,

$\mathbf{c} = \{c_k\}$ – диагональная матрица коэффициентов Фурье c_k разложения плотности поглощенной мощности лазерного излучения $q(t)$ в ряд,

$\mathbf{H} = [H_k(x)]$ – вектор-столбец пространственных мод колебаний $H_k(x)$,

$\mathbf{e} = \{\exp(i\omega_k t)\}$ – система базисных векторов,

α – линеаризованный коэффициент теплопотерь.

Отсюда следует выражение для вектора \mathbf{H}

$$\mathbf{H} \cdot \mathbf{e} = \alpha \mathbf{c}^{-1} \cdot \Theta \cdot \mathbf{e}. \quad (3)$$

и соотношение между спектральными амплитудами, то есть пространственной модой колебаний $H_k(x)$ и коэффициентами Фурье c_k и Θ_k разложения в ряд плотности поглощенной мощности лазерного излучения $q(t)$ и осциллирующей составляющей квазистационарного температурного поля $\Theta(t, x)$ соответственно

$$H_k(\alpha_{12}, x) = \alpha c_k^{-1} \cdot \Theta_k. \quad (4)$$

Очевидно, что функция $h(t, x)$, которая является характеристикой образца во временной области на отрезке $t \in [0, t_n]$ (импульсная характеристика образца) равна

$$h(t, x) = \sum_{\substack{k=-\infty \\ k \neq 0}}^{k=\infty} H_k(\alpha_{12}, x) \exp(i\omega_k t). \quad (5)$$

При $q_0 = \alpha = 1$ она может рассматриваться как результат действия на образец периодического импульсного δ -образного источника тепла.

где H_k^1 и H_k^2 - спектральные амплитуды осцилляций температуры, соответствующие значениям $\alpha_{12} = 0$ и $\alpha_{12} \in [0, \infty)$ соответственно.

Моделирование спектральных характеристик системы В (пленка)-Si (подложка). Результаты математического моделирования спектральных характеристик системы В(пленка)-Si(подложка) представлены на рис. 1,2.

На рис. 1 и 2 приведены зависимости квадрата модуля спектральной амплитуды $|H_k|^2$ на границе раздела В(пленка) – Si (подложка) при $x = \xi - 0$ (a_1, b_1, v_1) и $x = \xi + 0$ (a_2, b_2, v_2) от коэффициента тепловой проводимости α_{12} , Вт/см²·К и номера k гармоники для толщин пленок 5мкм и 10мкм, полученные на основе векторного подхода. Спектральная амплитуда осциллирующей составляющей $H_k(x)$ рассчитывалась, с помощью соотношений [11]. Индекс (31) соответствует пленки, индекс (32) – подложки.

Во всех рассмотренных случаях основной вклад дают моды с номерами $k < 10$. При этом с уменьшением периода следования импульсов лазерной генерации t_n в описании температурного поля участвует все меньшее количество мод.

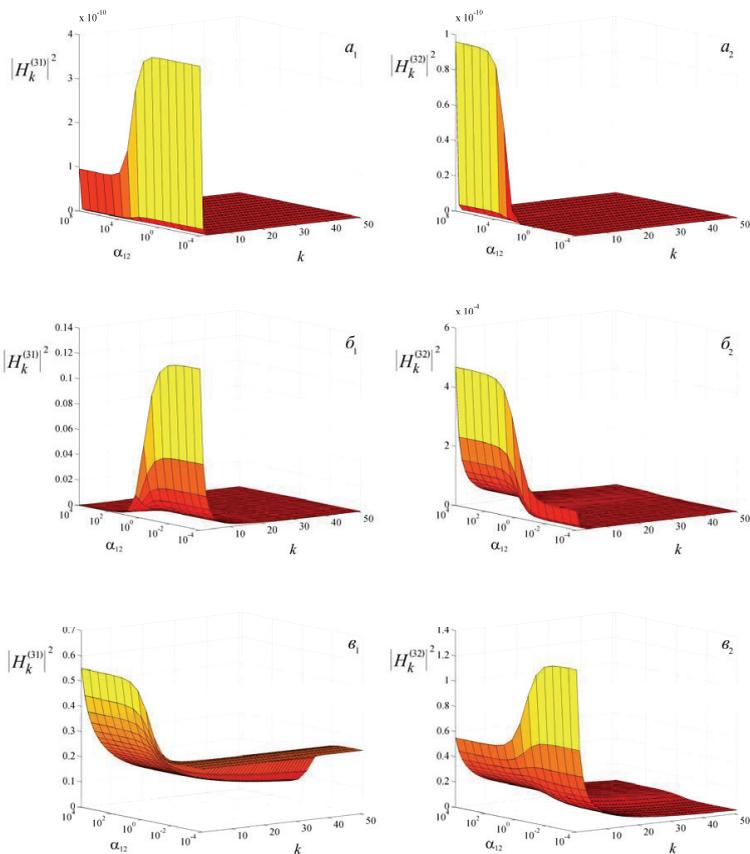


Рис. 1. Изменение квадрата модуля спектральной амплитуды $|H_k|^2$ на границе раздела В(10 мкм) – Si (подложка) при $x = \xi - 0$ ($a_1, \bar{b}_1, \vartheta_1$) и $x = \xi + 0$ ($a_2, \bar{b}_2, \vartheta_2$) в зависимости от коэффициента тепловой проводимости α_{12} , Вт/см \cdot К и номера k гармоники для разных значений периода следования импульсов лазерной генерации t_n : а) 10^{-6} с, б) 10^{-2} с, в) 10^2 с. $\bar{T} = 1273$ К.

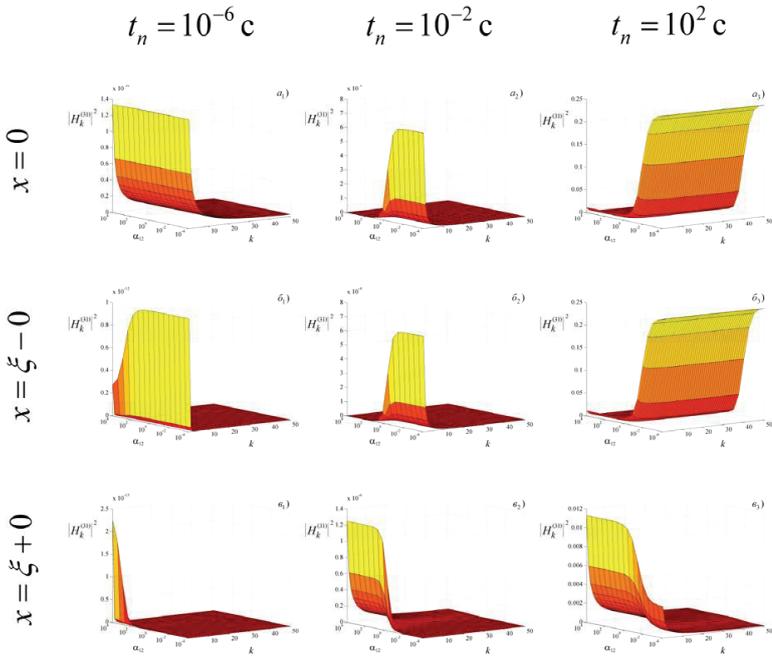


Рис. 2. Изменение квадрата модуля спектральной амплитуды $|H_k|^2$ на границе раздела V (пленка 5 мкм) – Si (подложка) при $x=0$, $x=\xi-0$ и $x=\xi+0$ в зависимости от коэффициента тепловой проводимости α_{12} , Вт/см²·К и номера k гармоники для разных значений периода следования импульсов лазерной генерации t_n : а) 10^{-6} с, б) 10^{-2} с, в) 10^2 с. $\bar{T} = 1273$ К.

С уменьшением тепловой проводимости α_{12} на границе раздела $x = \xi - 0$ величина $|H_k|^2$ возрастет и падает на границе раздела $x = \xi + 0$. Видно, что спектральная амплитуда $|H_k|^2$ чувствительна как к толщине образца и периоду следования импульсов лазерной генерации, так и к величине тепловой проводимости α_{12} .

Для количественной оценки искажения формы пирометрического сигнала при изменении тепловой проводимости границы раздела α_{12} был использован коэффициент корреляции

$$r(\alpha_{12}) = \frac{\sum_k |H_k^1| |H_k^2|}{\sqrt{\sum_k |H_k^1|^2} \sqrt{\sum_k |H_k^2|^2}}, \quad (6)$$

Изменение коэффициента корреляции r в зависимости от частоты следования импульсов лазерной генерации $\omega = 2\pi/t_n$ на границе раздела, обусловленное конечным значением величины тепловой проводимости, показано на рис. 3. Кривая 1 на рисунке соответствует значению тепловой проводимости границы раздела $\alpha_{12} = 10^{-1}$ Вт/см²К, кривая 2 – $\alpha_{12} = 10^4$ Вт/см²К, что соответствует предельным случаям: идеальному тепловому контакту и отсутствию контакта на границе раздела соответственно. В первом случае коэффициент корреляции меняется аналогично таковому для полуограниченного образца, во втором – совпадает с зависимостью $r(\omega)$ для W-пленки толщиной $l = 10$ мкм. В обоих случаях коэффициент корреляции стремится к предельному значению $r = 0,37$.

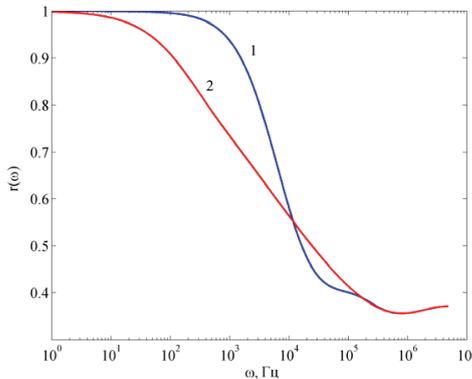


Рис. 3. Зависимость коэффициента корреляции осцилляций температуры r на границы раздела в системе В(10 мкм) – Si (подложка) в зависимости от частоты $\omega = 2\pi/t_n$ следования импульсов лазерной генерации при значениях коэффициента тепловой проводимости α_{12} 1) $\alpha_{12} = 10^{-1}$ Вт/см²·К, 2) $\alpha_{12} = 10^4$ Вт/см²·К.

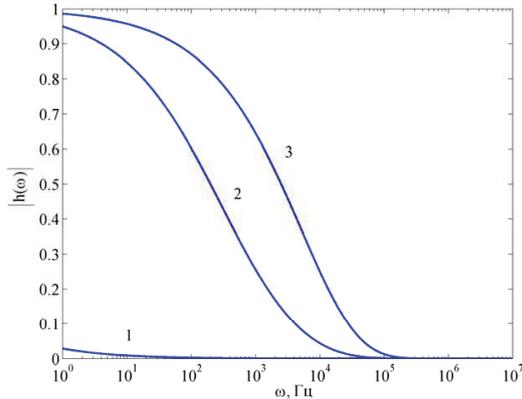


Рис. 4. Изменение модуля частотной характеристики образца $|h(\omega)|$ на границе раздела в интервале $\omega = 1 - 10^7$ Гц в системе В(10 мкм) – Si (подложка) для значений 1) $\alpha_{12} = 10^{-10}$ Вт/см²·К, 2) $\alpha_{12} = 10^1$ Вт/см²·К, 3) $\alpha_{12} = 10^4$ Вт/см²·К.

Частотная характеристика границы раздела исследуемой системы в зависимости от величины тепловой проводимости α_{12} приведена на рис. 4. На этом рисунке величина $\alpha_{12} = 10^{-10}$ Вт/см²·К соответствует отсутствию теплового контакта (кривая 1). В этом случае перенос тепла к подложке осуществляется только за счет теплового излучения.

При $\alpha_{12} = 10^4$ Вт/см²·К возникает почти идеальный тепловой контакт (кривая 3), а частотная характеристика имеет вид соответствующий полуограниченному телу. Значению $\alpha_{12} = 10^1$ Вт/см²·К соответствует промежуточный случай.

Зависимость коэффициента корреляции осцилляций температуры r в зависимости от значения α_{12} для разных толщин плёнок: $l = 1$ мкм и $l = 10$ мкм приведена на рис. 5. Период следования импульсов лазерной генерации составлял $t_n = 1 \cdot 10^{-3}$ с.

Видно, что с уменьшением толщины пленок коэффициент корреляции уменьшается. При достижении идеального теплового контакта обе кривые выходят на значение коэффициента корреляции равное единице.

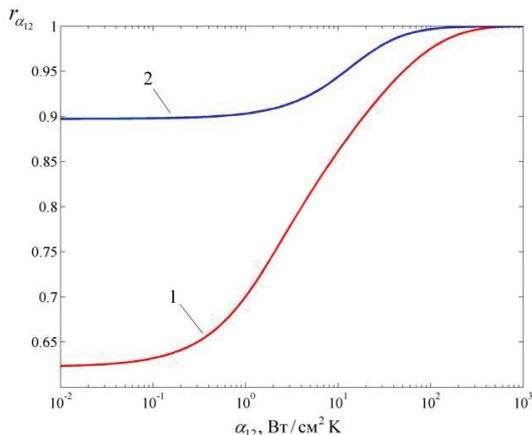


Рис. 5. Зависимость коэффициента корреляции осцилляций температуры r в зависимости от значения α_{12} для разных толщин плёнки: 1) $l = 1$ мкм, 2) $l = 10$ мкм. Период следования импульсов лазерной генерации $t_n = 1 \cdot 10^{-3}$ с.

Выводы. Предложен метод исследования тепловых свойств многослойных материалов, основанный на спектральном анализе периодического температурного сигнала. Метод позволяет путем исследования реакции образца на периодическое импульсное тепловое воздействие перейти от дифференциальных к алгебраическим соотношениям и использовать в эксперименте технологию цифровой обработки пирометрического сигнала. Возможность использования подхода продемонстрирована на примере исследования спектральных характеристик системы В – пленка – Si (подложка).

1. М. Хокинг, В. Васантасри, П. Сидки Металлические и керамические покрытия. Получение, свойства и применение. Пер. с англ. М.: Мир. 2000. 518 с.
2. J.A. Thornton. Deposition Technologies for Films and Coatings. / Ed. Bunshah R.F. Publ. Noyes. Park Ridge. New York. 1982. 316 p.
3. D.M. Mattox. Deposition Technologies for Films and Coatings. / Ed. Bunshah R.F. Publ. Noyes. Park Ridge. New York. 1982. Chapter 6.
4. Yu.V. Shlenov, M.M. Yakunkin Alloying with High-Energy Electron Beams. // J. of Adv. Mater., 1995, v.2, p.273–278.
5. L.I. Ivanov, Yu.M. Platov “Radiation Physics of Metals and Its Applications” Cambridge International Science Publishing, 2004. 356 p.
6. M. Takeda, H. Masuda, K. Yasuda, S. Tanemura, T. Yamada, T. Wada // Interdiffusion by higt-energy electron-beam irradiation. // J.Vacuum.Soc.Japan.- 1989.- v.32, N 3.- p.288-231.

7. T. Wada, Y. Maeda., M. Ichimura. A new type of solid phase epitaxy of AlxGa1-x in evaporated Al/GaSb substrate by electron-beam irradiation (electron-beam epytaxy). // Instrum. and Meth. in Phys.Reslarch.B.- 1989.- v.39, N 1-4.- p.476-479.
8. T. Wada, M. Takeda, T. Yamada, M. Ichimura. Formation of a GexSi1-x alloy layer by higt-energy electron-beam irradiation. // Appl.Surface.Sci.- 1989.- v.41-42.p.580-583.
- 9.Г.Г.Бондаренко, В.А.Белов, М.М.Якункин. Влияние облучения высокоэнергетическими электронами на фазовые равновесия в сплавах Ni-Mo и Ni-Mo-V. // Изв. РАН, сер. Металлы, 2000, № 4, с. 97–99.
- 10.Г.Г.Бондаренко, В.А.Белов, М.М.Якункин. Исследование влияния облучения высокоэнергетическими электронами на диффузионную проницаемость границы раздела фаз в бинарных системах.// Изв. РАН, сер Металлы, 2003, № 2 ,с.79-83.
- 11.А.В.Артамонов, Г.Г. Бондаренко, М.М. Якункин. Исследование влияния облучения высокоэнергетическими электронами на адгезию вольфрамовой плёнки к кремниевой подложке.// Перспективные материалы, 2008, №1,с. 83-87.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ СПЕКТРАЛЬНОГО АНАЛИЗА ТЕРМОВОЛНОВЫХ КОЛЕБАНИЙ ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ ГРАНИЦ РАЗДЕЛА СЛОИСТЫХ СИСТЕМ

Г.Г. Бондаренко¹, М.А. Кокин², Д.С. Пятых², М.М. Якункин²

¹ ФГБНУ «Научно-исследовательский институт перспективных материалов и технологий»;

² Московский государственный институт электроники и математики (технический университет)

E-mail: bondarenko_gg@rambler.ru

В настоящее время резко повысился интерес к использованию в различных областях науки и техники многослойных материалов (в качестве примера можно назвать термозащитные покрытия для космических аппаратов). Увеличивающийся интерес к многослойным материалам повлек за собой разработку методов для измерения их свойств. Тепловая проводимость границ раздела слоёв α_{i_2} является одним из основных свойств теплопереноса в таких материалах. Методы её определения для тонкослойных материалов довольно трудоемки. Большинство материалов было изучено при помощи серии экспериментов с использованием импульсных поверхностных источников тепла при высоких температурах. Существующие теоретические исследования процесса передачи тепла через многослойные материалы в зависимости от толщины и тепловых свойств отдельных слоев варьируются от методов разделения переменных до рекурсионных методов.

В этих исследованиях решается задача теплопереноса для слоистых систем в зависимости от количества повторений слоев, т.е. количества двухслойных структур. В экспериментах на верхнюю поверхность образца заданной толщины подается лазерный импульс при постоянной температуре окружающей среды и измеряется температура задней или передней поверхности. По мере того, как

переданное импульсом тепло распространяется внутри образца, температура верхней поверхности уменьшается, а нижней - увеличивается. Через некоторое время за счет теплопотерь температура всего образца становится равной температуре окружающей среды. Тепловая проводимость границ раздела слоёв рассчитывается с помощью моделирования температурного поля на одной из его поверхностей. Эксперименты над многослойными образцами, проведенные ранее, анализировались при помощи решения уравнения теплопроводности при заданных граничных условиях, которое позволяло смоделировать распределение тепла внутри материала. Хотя данный метод и позволяет произвести анализ, он требует наличия граничного условия для каждой границы, а полученные аналитические выражения недостаточно точно описывают поведение температурного поля в образце в целом.

Известно, что эффективным способом решения подобных проблем является применение метода спектрального анализа [1]. Особенности его использования для анализа фотоакустических процессов рассмотрены в [2]. Он позволяет найти характеристики сложных линейных систем, зная лишь отклик системы на внешнее δ -образное возмущение. Однако возможность применения двустороннего преобразования Фурье для описания тепловых процессов до настоящего времени не рассматривалась.

В связи с этим представляет интерес исследование спектральных слоистых систем излучением лазеров, работающих в периодическом импульсном режиме. Известно [3], что при таком нагреве осциллирующая составляющая квазистационарного температурного поля $\Theta(t, x)$ может быть представлена линейной суперпозицией температурных колебаний с дискретным спектром частот, который совпадает со спектром частот внешнего теплового источника. Хотя такое представление позволяет дать описание температурного поля адекватное физическому эксперименту [4], с увеличением числа свободных параметров оно приводит к громоздким выражениям, вычисление по которым вызывает трудности даже при использовании машинного счета. Возникает вопрос о возможности исследования тепловых свойств многослойных систем методом, не связанным с детальным анализом процессов в самой системе.

Предлагаемый подход основан на известной теореме, согласно которой в линейных моделях спектры частот внешнего источника возмущения и отклика системы на него должны совпадать. Осциллирующая составляющая квазистационарного температурного поля, удовлетворяющая требованию этой теоремы, имеет вид

$$\Theta(t, x) = \frac{2}{\alpha} \sum_{k=1}^{k=\infty} \operatorname{Re} [c_k H_k(x) \exp(i\omega_k t)], \quad (1)$$

где $\alpha = 4\sigma\epsilon\bar{T}^3$ – линеаризованный коэффициент теплопотерь, \bar{T} – стационарная температура образца, $H_k(x)$ – пространственная часть k -той моды колебаний,

$\omega_k = 2\pi k / t_n$ – спектр частот внешнего теплового источника, t_n – период следования импульсов лазерной генерации, c_k – коэффициенты Фурье разложения поглощенной плотности мощности лазерного излучения $q(t)$ в ряд.

Чтобы перейти к характеристике образца во временной области, представим решение (1) в векторной форме

$$\alpha \Theta \cdot \mathbf{e} = \mathbf{c} \cdot \mathbf{H} \cdot \mathbf{e}, \quad (2)$$

где $\Theta = \{\Theta_k\}$ – вектор-строка коэффициентов Фурье разложения осциллирующей составляющей квазистационарного температурного поля $\Theta(t, x)$ в ряд,

$\mathbf{c} = \{c_k\}$ – диагональная матрица коэффициентов Фурье c_k разложения плотности поглощенной мощности лазерного излучения $q(t)$ в ряд,

$\mathbf{H} = [H_k(x)]$ – вектор-столбец пространственных мод колебаний $H_k(x)$,

$\mathbf{e} = \{\exp(i\omega_k t)\}$ – система базисных векторов,

α – линейризованный коэффициент теплопотерь.

Отсюда следует выражение для вектора \mathbf{H}

$$\mathbf{H} \cdot \mathbf{e} = \alpha \mathbf{c}^{-1} \cdot \Theta \cdot \mathbf{e}. \quad (3)$$

и соотношение между спектральными амплитудами, то есть пространственной модой колебаний $H_k(x)$ и коэффициентами Фурье c_k и Θ_k разложения в ряд плотности поглощенной мощности лазерного излучения $q(t)$ и осциллирующей составляющей квазистационарного температурного поля $\Theta(t, x)$ соответственно

$$H_k(x) = \alpha c_k^{-1} \cdot \Theta_k. \quad (4)$$

Очевидно, что функция $h(t, x)$, которая является характеристикой образца во временной области на отрезке $t \in [0, t_n]$ (импульсная характеристика образца) равна

$$h(t, x) = \sum_{\substack{k=-\infty \\ k \neq 0}}^{k=\infty} H_k(x) \exp(i\omega_k t). \quad (5)$$

При $q_0 = \alpha = 1$ она может рассматриваться как результат действия на образец периодического импульсного δ -образного источника тепла.

В результате векторное представление осциллирующей составляющей квазистационарного температурного поля $\Theta(t, x)$ становится близким к представлению, разработанному в теории спектрального анализа электромагнитных сигналов [1].

Дальнейший анализ существенно зависит от того, исследуются ли спектральные характеристики температурного сигнала системы пленка-подложка

(FF – нагрев и измерение пирометрического сигнала передней поверхности образца) или тонких многослойных образцов (FR – нагрев поверхности образца спереди, измерение сзади).

В первом случае для исследования изменения формы пульсаций температуры $\Theta(t, 0)$ с поверхности образца в зависимости от величины тепловой проводимости α_{12} в работе был использован коэффициент корреляции

$$r(\alpha_{12}) = \frac{\sum_k \operatorname{Re} \{ H_k^1(\infty) H_k^{1*}(\alpha_{12}) \}}{\sqrt{\sum_k |H_k^1(\infty)|^2} \sqrt{\sum_k |H_k^1(\alpha_{12})|^2}}, \quad (6)$$

где $H_k^1(\infty)$, $H_k^{1*}(\alpha_{12})$ значения спектральных амплитуд пирометрического сигнала при идеальной тепловой проводимости границы раздела и её конечном значении соответственно.

Во втором случае для описания прохождения температурного сигнала через многослойный образец и установления связи входной и выходной характеристик системы, во временной области используется уравнение круговой свертки

$$H(t, l) = h(t) * H(t, 0) = \int_{-t_n/2}^{+t_n/2} h(\tau) H(t - \tau, 0) d\tau \quad (7)$$

а в частотной – её Фурье-образ

$$H_k(l) = h(k) \cdot H_k(0). \quad (8)$$

Здесь $h(k)$ – комплексный коэффициент передачи, l – геометрический размер системы.

Согласно (4), входной сигнал $H(t, 0)$ (внешнее тепловое воздействие на систему) в частотной области определяется через спектральные амплитуды теплового источника и осцилляций температуры соотношением $H_k(0) = \alpha c_k^{-1} \cdot \Theta_k(0)$. Аналогично для выходного сигнала имеем $H_k(l) = \alpha c_k^{-1} \cdot \Theta_k(l)$. Отсюда следует, что коэффициент передачи не зависит от величины теплового потока $q(t)$, коэффициента теплопотерь α и равен

$$h(k) = H_k(l) / H_k(0) = \Theta_k(l) / \Theta_k(0), \quad (9)$$

то есть определяется только через измеряемые экспериментально спектральные амплитуды осцилляций температуры на передней и задней поверхностях образца.

Чтобы прийти к известному результату, заметим, что прохождение температурного сигнала через многослойную систему можно описывать последовательно как прохождение через i -тый слой и границу раздела i -того и $i+1$ -го слоев, имеющих коэффициенты передачи h_i и $h_{i,i+1}$ соответственно, так что коэффициент передачи многослойного материала, состоящего из j слоев равен

$$h(k) = \prod_{i=1}^j h_i(k) h_{i,i+1}(k) \quad (10)$$

Видно, что при таком подходе система связанных дифференциальных уравнений теплового баланса для многослойного образца заменяется алгебраическим (10), а многослойный образец можно представить в виде «черного ящика». Так как выражения для коэффициентов передачи h_i и $h_{i,i+1}$ рассчитываются с помощью уравнения теплопроводности, то связь между теплофизическими и спектральными характеристиками теплового процесса можно установить с помощью параметрической модели.

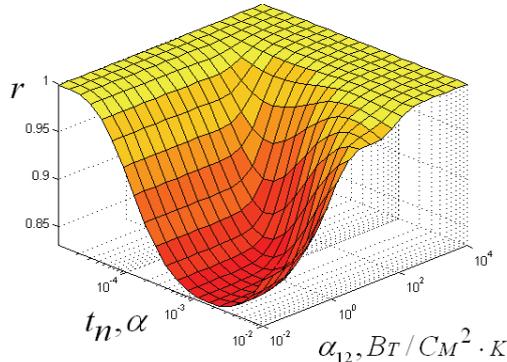


Рис. 1. Зависимость коэффициента корреляции r от величины тепловой проводимости границы раздела α_{12} и периода следования импульсов лазерной генерации t_p для системы вольфрам-пленка (0,1 мкм) – кремниевая подложка (1 мм)

Приведенные соотношения показывают существенное отличие предложенного подхода от методов, разработанных в теории спектрального анализа. Основным инструментом этих методов $\delta(t)$ - функция и ее интегральное представление Фурье

$$\delta(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \exp(i\omega t) d\omega$$

описывают разные теплофизические процессы.

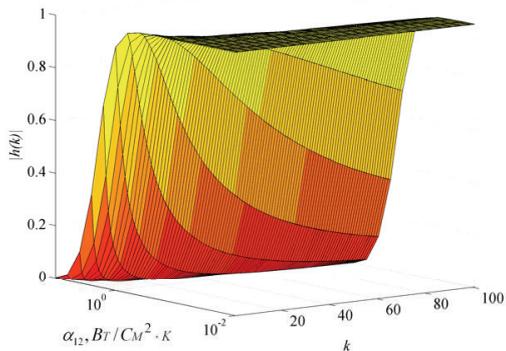


Рис. 2. Зависимость модуля частотной характеристики $|h(k)|$ от номера спектральной амплитуды k при различных значениях величины тепловой проводимости границы раздела α_{12} для системы вольфрам (0,1мкм) – кремний (0,1мкм), рассчитанная по формуле (10)

В первом случае имеет место перенос тепла, в то время как во втором среднее количество тепла, переносимое за период, равно нулю. В результате решения, полученные с использованием временной зависимости $\delta(t)$, и ее представления Фурье не совпадают. Другая ситуация возникает при использовании периодических δ -образных источников тепла, которые возникают при использовании излучения лазеров, работающих в периодическом импульсном режиме. В этом случае тепло не переносится, а для $\delta(t)$ - функции может использоваться её спектральное представление.

Результаты математического моделирования спектральных характеристик слоистых систем приведены на рис. 1,2.

Видно, что по спектральным характеристикам температурного сигнала с высоким разрешением можно диагностировать состояние границ раздела слоистых систем.

1. Л. Френкс Теория сигналов. М.: Сов. радио, 1974. 471 с.
2. В.П. Жаров, В.С. Летохов. Лазерная оптико-акустическая спектроскопия, М.: Наука, 1984. 320 с.
3. Г.Г. Бондаренко, М.М. Якункин. Исследование спектральных характеристик тепловых свойств многослойных материалов.// Металлы. 2010, №4 С.32-38.
4. Г.Г. Бондаренко, М.М. Якункин. Спектральный анализ термоволновых процессов, возникающих в слоистых системах при периодическом импульсном нагреве излучением лазера. // Труды XX Международной конф. «Радиационная физика твердого тела» (под ред. Г.Г.Бондаренко). М., ГНУ «НИИ ПМТ», 2010. С.746-753

ИССЛЕДОВАНИЕ ДВИЖЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В ГАЗОВОМ РАЗРЯДЕ В СМЕСИ «АРГОН – ПАРЫ РТУТИ»

Г.Г. Бондаренко¹, В.И. Кристя², М.Р. Фишер²

¹ ФГБНУ «Научно-исследовательский институт перспективных материалов и технологий»;

² Калужский филиал Московского государственного технического университета имени Н.Э. Баумана

E-mail: niipmt@cea.ru

Смесь аргона с парами ртути используется в ртутных осветительных лампах в качестве рабочей среды, причем потенциал возбуждения атома аргона на метастабильный уровень превосходит потенциал ионизации атома ртути. При протекании тока в такой смеси, кроме прямой ионизации атомов газов электронами, происходит также образование метастабилей аргона с последующей ионизацией атомов ртути при столкновениях с ними (реакция Пеннинга [1,2]). Это приводит к существенному снижению напряжения пробоя межэлектродного промежутка (т.е. напряжения зажигания разряда), уменьшению энергий ионов, бомбардирующих катод лампы на этапе зажигания, и к увеличению её долговечности. При моделировании этого явления необходимо рассчитывать перенос электронов вдоль разрядного промежутка, а также их энергетический спектр в его различных точках.

В данной работе описана методика расчета движения электронов в разрядном промежутке с учетом различных типов их столкновений с атомами рабочей смеси, основанная на использовании метода Монте-Карло. Проведено моделирование движения электронов в межэлектродном промежутке разряда в смеси аргон–ртуть, найдена их функция распределения по энергиям и вычислен ионизационный коэффициент и дрейфовая скорость электронов как функция напряженности электрического поля.

Расчеты выполнялись для заполненного смесью аргона с парами ртути разрядного промежутка длины d между плоскими катодом и анодом на начальной стадии развития разряда, когда его ток мал и объемный заряд не оказывает влияния на электрическое поле, создаваемое приложенным к электродам напряжением U . При этом ось z цилиндрической системы координат считалась направленной от катода к аноду перпендикулярно к их поверхностям.

Электроны, двигаясь в межэлектродном промежутке разряда, сталкиваются с атомами аргона и ртути, а между столкновениями ускоряются электрическим полем $E=U/d$, причем расстояния, проходимые электроном между столкновениями, тип и характеристики столкновений имеют вероятностный характер. Поэтому для их описания необходимо применять статистические методы, одним из которых является метод Монте-Карло.

При его использовании расчет траекторий электронов, эмитируемых катодом (первичные электроны, их начальная энергия принималась равной 4 эВ, а угловое

распределение – изотропным [3]), производится последовательно на каждом временном шаге Δt , величина которого выбирается достаточно малой, чтобы выполнялось условие

$$\Delta s = \sqrt{\Delta z^2 + \Delta r^2} \ll \lambda_e, \quad (1)$$

где $\Delta z = z - z_0$, $\Delta r = r - r_0$ – расстояния, проходимые электроном за время Δt в осевом и радиальном направлении соответственно, λ_e – средняя длина пробега электрона между столкновениями с атомами газа.

Движение электрона на шаге Δt описывается уравнениями

$$z = z_0 + v_{z0}\Delta t + \frac{e}{2m_e} E(\Delta t)^2, \quad r = r_0 + v_{r0}\Delta t, \quad v_z = v_{z0} + \frac{e}{m_e} E\Delta t, \quad v_r = v_{r0}, \quad (2)$$

где v_{z0} , v_{r0} и v_z , v_r – скорости электрона в осевом и радиальном направлении в начале и в конце интервала Δt , e и m_e – величина заряда и масса электрона.

Вероятность столкновения электрона с атомом газа при прохождении им расстояния Δs определяется выражением

$$P = 1 - \exp(-N\sigma_{tot}(\varepsilon)\Delta s), \quad (3)$$

причем

$$N = \sum_l N_l, \quad \sigma_{tot}(\varepsilon) = \sum_l \left(\sum_j \sigma_{jl}(\varepsilon) \cdot \frac{N_l}{N} \right),$$

где $\sigma_{tot}(\varepsilon)$ – полное сечение столкновения электрона с энергией ε с атомом газовой смеси, N_l – концентрация атомов газа, индекс l определяет вид газа, с атомом которого сталкивается электрон ($l=1$ – для аргона, $l=2$ – для паров ртути), $N = N_1 + N_2$, а индекс j принимает значения от 1 до 4, соответствующие различным типам ион-атомного взаимодействия, сечения которых равны $\sigma_{jl}(\varepsilon)$ (1 – упругое столкновение, 2 – ионизация, 3 – возбуждение на метастабильный уровень, 4 – возбуждение на резонансный уровень).

Чтобы определить, произойдет ли столкновение электрона с атомом на участке траектории Δs , генерируется случайное число R_1 в интервале от 0 до 1 и сравнивается с P . Если оно меньше P , то на отрезке траектории Δs происходит электрон-атомное столкновение, а вероятности каждого из типов столкновений находятся из соотношения

$$P_{jl} = \frac{\sigma_{jl}(\varepsilon)}{\sigma_{tot}(\varepsilon)} \cdot \frac{N_l}{N} \quad (4)$$

причем $\sum_{j,l} P_{jl} = 1$. Затем интервал $[0, 1]$ делится на части, длина которых

соответствует этим вероятностям, генерируется еще одно случайное число R_2 в интервале от 0 до 1 и номер части интервала, в которую попадает это число, определяет тип происходящего столкновения.

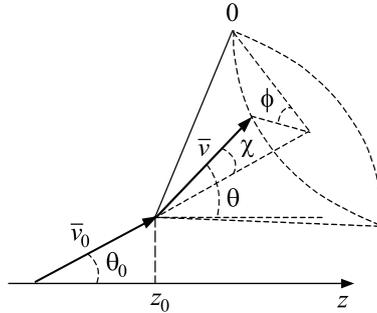


Рис. 1. Геометрия столкновения электрона с атомом газа.

Угол рассеяния χ (которое предполагается изотропным), азимутальный угол ϕ и угол θ между вектором скорости электрона и осью z (Рис. 1) после столкновения электрона с атомом газа определяются путем генерации двух случайных чисел R_3 и R_4 по формулам

$$\cos \chi = 1 - 2R_3, \quad \phi = 2\pi R_4, \quad \cos \theta = \cos \theta_0 \cos \chi + \sin \theta_0 \sin \chi \cos \phi. \quad (5)$$

Анизотропность же рассеяния электронов при упругих столкновениях с атомами газов учитывается путем использования вместо полного сечения упругого столкновения сечения передачи момента [4].

При упругом столкновении электрона с атомом газа его энергия ε_1 после столкновения определяется из соотношения [3]

$$\varepsilon_1 = \varepsilon \left(1 - 2 \frac{m_e}{M_l} (1 - \cos \chi) \right), \quad (6)$$

где M_l – масса атома газа.

При ионизации атома газа электроном образуется ион и вторичный электрон. Энергия электрона до столкновения за вычетом энергии ионизации атома делится между первичным и вторичным электронами путем генерации случайного числа R_5 в соответствии с формулами [4]

$$\varepsilon_2 = \omega \cdot \tan \left(R_5 \cdot \arctan \left(\frac{\varepsilon - (\varepsilon_i)_l}{2\omega} \right) \right), \quad \varepsilon_1 = \varepsilon - (\varepsilon_i)_l - \varepsilon_2, \quad (7)$$

где ε_1 и ε_2 – энергии первичного и вторичного электронов после столкновения, $(\varepsilon_i)_l$ – энергия ионизации атома газа, $\omega = 15 \text{ эВ}$.

При возбуждении электроном атома газа на метастабильный или резонансный уровень новая энергия электрона ε_1 определяется выражением [5]

$$\varepsilon_1 = \varepsilon - (\varepsilon_e)_l, \quad (8)$$

где $(\epsilon_e)_i$ – энергия возбуждения атома на соответствующий уровень.

С помощью соотношений (2)–(8) траектория эмиттированного с катода электрона рассчитывается до достижения им анода или до его возвращения на катод. Движение вторичных электронов, образующихся при ионизации атомов газов, а также возникающих в результате столкновений тяжелых частиц, моделируется аналогичным образом.

В процессе расчета траекторий электронов в межэлектродном промежутке формируется функция их распределения по скоростям $f_e(z, v, v_z)$ в каждом из n интервалов длиной $\Delta z = d/n$, на которые разбивается межэлектродный промежуток [6], причем

$$f_e(z_i, v, v_z) = \frac{\gamma j_0}{e(1+\gamma)m_0|v_z|} \cdot \frac{1}{\Delta v \Delta v_z} \sum_{j=1}^{m(m_0)} \psi_j(z_i, v, v_z), \quad (9)$$

где j_0 – плотность разрядного тока, γ – коэффициент ионно-электронной эмиссии катода, m_0 – число первичных электронов, Δv и Δv_z – шаги разбиения диапазонов изменения полной скорости и её продольной составляющей, $m(m_0)$ – полное число электронов, $\psi_j(z_i, v, v_z)$ – число пересечений j -м электроном, находящимся в ячейке $\Delta v \Delta v_z$ пространства скоростей, плоскости $z = z_i$, причем $z_i = i\Delta z$, $i = \overline{1, n}$.

Количество частиц k - типа, образующихся в единицу времени в единице объема при столкновениях электронов с частицами p - типа, определяется по формуле

$$n_{kl}^p = N_{pl} \Delta n_{kl}^p, \quad (10)$$

где N_{pl} – концентрация частиц p - типа газа с номером l ,

$$\Delta n_{kl}^p(z_i) = \sum \sum \sigma_{kl}^p(v) f_e(z_i, v, v_z) v \Delta v \Delta v_z, \quad (11)$$

индекс k принимает значения a, e, r , соответствующие атомарным ионам, метастабильям и резонансно возбужденным атомам, индекс p – значения g и e , соответствующие невозбужденным и метастабильным атомам, $\sigma_{kl}^p(v)$ – сечение соответствующего столкновения, а суммирование осуществляется по всему интервалу изменения v и v_z .

После этого моделируется кинетика ионов и атомов обоих газов в разрядном промежутке на основе уравнений их переноса [7] и определяется количество $\Delta n_e(z_i)$ электронов, образующихся или исчезающих в единице объема в единицу времени при межчастичных взаимодействиях, а также находится соответствующее количество вторичных электронов, которое необходимо добавить в каждый интервал Δz при моделировании кинетики электронов

$$\Delta m_i = \frac{e(1+\gamma)m_0}{\gamma j_0} \Delta n_e(z_i) \Delta z. \quad (12)$$

Затем снова производится моделирование функции распределения электронов по скоростям с учетом вторичных электронов и рассчитывается перенос ионов и метастабилей. Такой цикл повторяется, пока относительная разность значений величин, вычисленных в двух последовательных итерациях, станет достаточно малой.

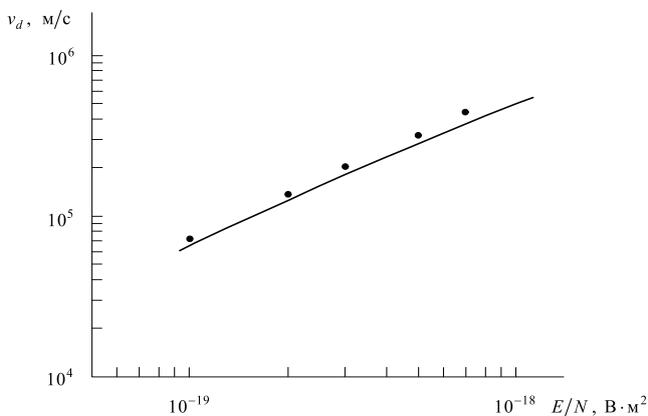


Рис. 2. Зависимость дрейфовой скорости электронов в аргоне от напряженности электрического поля: линия – расчет, точки – экспериментальные значения [9]

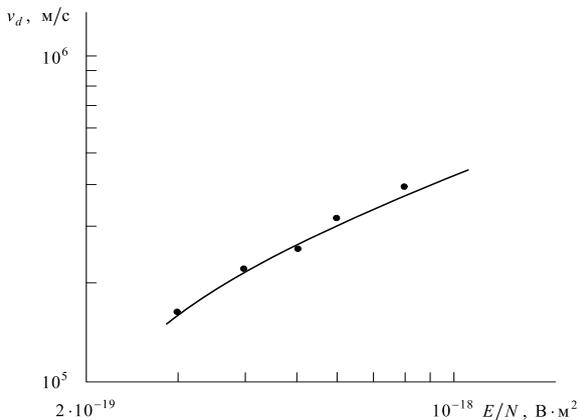


Рис. 3. Зависимость дрейфовой скорости электронов в парах ртути от напряженности электрического поля: линия – расчет, точки – экспериментальные значения [10]

После этого вычисляется ионизационный коэффициент, характеризующий интенсивность процесса ионизации газа электронами [8]

$$\alpha(z_i, E) = \frac{\sum \sum [N_1 \sigma_{21}(v) + N_2 \sigma_{22}(v)] f_e(z_i, v, v_z) v \Delta v \Delta v_z + \Delta n_e(z_i)}{\sum \sum f_e(z_i, v, v_z) v_z \Delta v \Delta v_z} \quad (13)$$

и дрейфовая скорость v_d электронов

$$v_d(z_i, E) = \frac{\sum \sum f_e(z_i, v, v_z) v_z \Delta v \Delta v_z}{\sum \sum f_e(z_i, v, v_z) \Delta v \Delta v_z}. \quad (14)$$

Полученные зависимости ионизационного коэффициента и дрейфовой скорости электронов в чистых аргоне и парах ртути от напряженности электрического поля (Рис. 2, 3) хорошо согласуются с экспериментальными данными, что подтверждает применимость предложенной модели для изучения процесса протекания электрического тока в смеси аргона и ртути.

1. Д. Уэймаус. Газоразрядные лампы. М.: Энергия, 1977. 344 с.
2. Г. Н. Рохлин. Газоразрядные источники света. М.: Энергоатомиздат, 1991. 720 с.
3. А. Bogaerts, M. Straaten, R. Gijbels // Spectrochimica Acta B. 1995. V. 50, № 2. P. 179–196.
4. A. Fiala, L.C. Pitchford, J.P. Voeuf // Phys. Rev. E. 1994. V. 49, № 6. P. 5607–5622.
5. A. Bogaerts, R. Gijbels // J. Appl. Phys. 1999. V. 86, № 8. P. 4124–4133.
6. J. P. Voeuf, E. Marode // J. Phys. D: Appl. Phys. 1982. V. 15, № 11. P. 2169–2187.
7. В.И. Кристя, М.Р. Фишер // Изв. РАН. Сер. физ., 2010, Т.74, №2, С. 298–301.
8. Ю. П. Райзер. Физика газового разряда. М.: Наука, 1987. 592 с.
9. G. Zissis, P. Benetruy, I. Bernat // Phys. Rev. A. 1992. V. 45, № 2. P. 1135–1148.
10. S. D. Rockwood // Phys. Rev. A. 1973. V. 8, № 5. P. 2348–2358.

ИЗМЕНЕНИЕ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ СВОЙСТВ И СТРУКТУРЫ ВТСП ЛЕНТЫ Bi-2223 ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ ПЛАЗМЕННЫХ ИМПУЛЬСНЫХ ПОТОКОВ

Я.А. Дорофеев^{1,2}, В.Н. Колокольцев¹, И.В. Боровицкая¹, Л.И. Иванов¹,
Г.Г. Бондаренко³, Б.П. Михайлов¹, А.И. Гайдар³

¹ Институт металлургии и материаловедения им. А.А. Байкова РАН; ² Московский государственный институт электроники и математики (технический университет);

³ ФГБНУ «Научно-исследовательский институт перспективных материалов и технологий»

E-mail: bondarenko_gg@rambler.ru

Высокотемпературные сверхпроводники (ВТСП) имеют несомненную перспективу для использования в различных отраслях современной техники – электронике, вычислительной технике, медицине, энергетике, транспорте. Одной из областей применения ВТСП является космическая техника – бортовая

измерительная аппаратура, работа которой в условиях космоса возможна без специальных устройств охлаждения. При переходе на ВТСП удастся значительно снизить ее геометрические размеры и массу. Будущее ВТСП материалов в космической технике во многом будет определяться стабильностью их параметров в условиях открытого космоса.

В настоящей работе исследовалась стабильность критической температуры перехода в сверхпроводящее состояние (T_c) ВТСП ленты $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10-x}$ (Bi-2223) при воздействии высокоскоростных плазменных импульсных потоков, генерируемых на установке типа Плазменный фокус ПФ-4 (ФИАН).

Образцы с размерами 0,3x4,0x35,0 мм вырезались из многожильной герметичной ленты Bi-2223 производства EAS-E HTS, Германия.

Схема экспериментальной камеры приведена на рис. 1. Образец 1 крепился к титановой фольге 4 толщиной 0,26 мм при помощи эпоксидной смолы 3. Расстояние между титановой фольгой и анодом 7 установки $X = 60$ мм. При взаимодействии высокоскоростной плазменной струи 5, направленной от катода 6 установки к образцу, с металлом в нем генерируется ударная волна (УВ). Через слой эпоксидной смолы УВ проходит в ВТСП ленту. Такая система позволяет равномерно передать давление, создаваемое УВ, на плоскость образца и защитить его от температурного воздействия плазмы.

Образец подвергался воздействию 25 импульсов длительностью ~ 50 нс. Скорость плазменной струи составляла $(1-4) \cdot 10^7$ см/с [1], плотность потока энергии плазменного импульса $\sim 10^8$ Вт/см², рабочий газ – аргон. Более подробно параметры установки описаны в работе [1].

Измерение сопротивления образцов (R) проводились по стандартной четырехзондовой методике. Для измерения зависимости $R(T)$ в интервале температур 78 - 300 К использовался газопрокачной криостат, закрепленный между полюсами электромагнита.

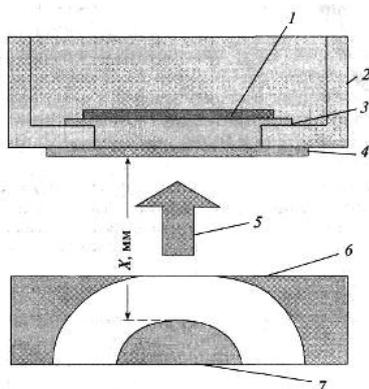


Рис. 1. Схема экспериментальной камеры. 1 – образец ВТСП; 2 – алюминиевая ювкита; 3 – эпоксидная смола; 4 – титановая фольга; 5 – струя аргоновой плазмы; 6 – катод; 7 – анод.

Температура образца контролировалась медь-константановой термопарой. Падение напряжения на образце измерялось приборами Ф-116/1 и Ф-136 с записью температурного хода на самописце. Погрешность измерений сопротивления не превышала 10%. Магнитная индукция контролировалась прибором РШ1-10, с погрешностью $\sim 5\%$.

На рис. 2 представлены зависимости $R(T)$ для образца Bi-2223 в интервале температур 80 – 150 К, измеренные при токе 1 А в магнитном поле с индукцией $B = 0,0$ и $B = 0,5$ Тл до и после воздействия УВ. Согласно определению, критическая температура сверхпроводника - это такая температура, ниже которой его электросопротивление равно нулю (на рис. 2 значения T_c помечены стрелками). Видно, что значения T_c уменьшаются при воздействии УВ и при возрастании внешнего магнитного поля. Аналогичное поведение T_c наблюдается на температурных зависимостях $R(T)$ при различных токах.

Совокупность результатов измерений $R(T)$ позволила установить тенденцию снижения T_c при увеличении тока (рис. 3). Наиболее сильная зависимость T_c от тока наблюдается в образце в отсутствие внешнего магнитного поля. При наложении внешнего магнитного поля $B = 0,5$ Тл влияние тока на T_c уменьшается, однако наблюдается общее снижение T_c на 15 – 20 К для исходного и обработанного плазмой образцов. Более слабая зависимость от тока при наложении магнитного поля может быть связана с разогревом образца в результате диссипации энергии за счет срыва флюксоидов с центров пиннинга [2].

Снижение критической температуры при воздействии УВ может быть связано с механическими разрушениями в сверхпроводящей фазе образца.

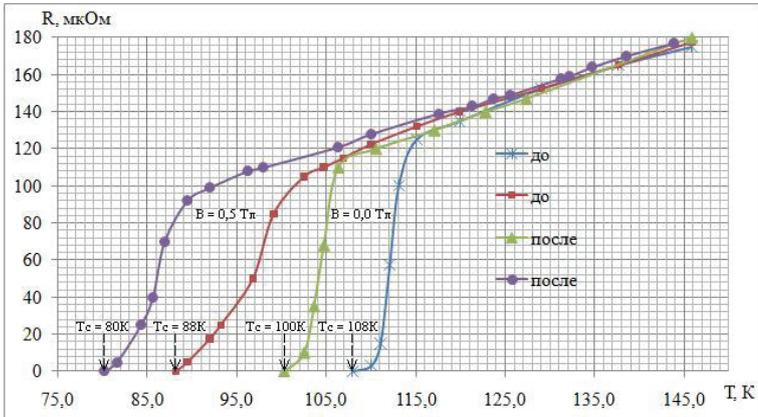


Рис. 2. Зависимости сопротивления образцов от температуры при постоянном токе в цепи $I, 0 \text{ A}$ (вектор индукции внешнего магнитного поля \mathbf{B} направлен перпендикулярно плоскости ВТСП ленты).

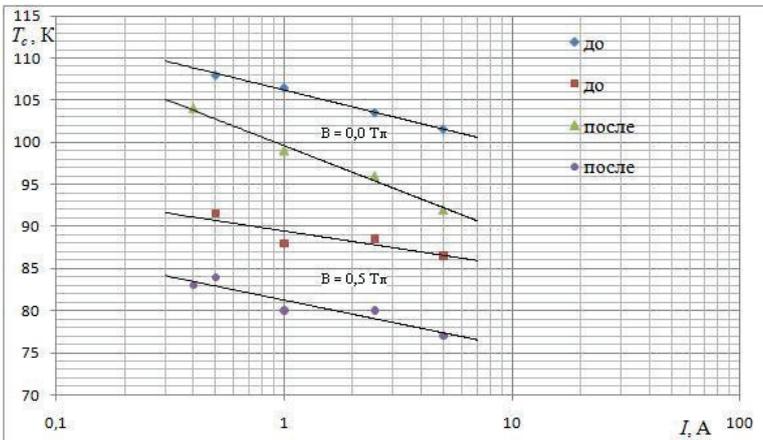


Рис. 3. Зависимости критической температуры перехода в сверхпроводящее состояние образцов ВТСП от величины протекающего тока (вектор индукции внешнего магнитного поля \mathbf{B} направлен перпендикулярно плоскости ВТСП ленты).

На рис. 4 представлены шлифы поперечного сечения ленты Вi-2223 до и после воздействия УВ, полученные по результатам микроструктурных исследований

образцов, проведенных на растровом электронном микроскопе с рентгеновским микроанализатором EVO 40 (ФГБНУ «НИИ ПМТ»).

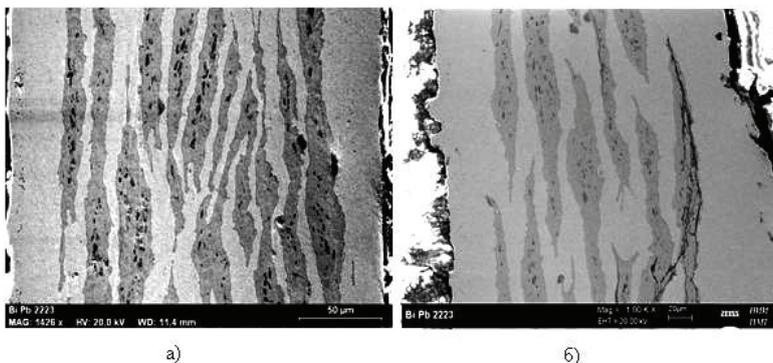


Рис. 4. Поперечное сечение ВТСП ленты Bi-2223: а) контрольного образца; б) обработанного ударными волнами.

Видно, что в исходном состоянии сверхпроводниковые жилы, заключенные в матрицу из серебра не имели каких-либо повреждений (рис. 4а). В то же время обработка образцов плазменными импульсами по указанному режиму приводила к появлению трещины, проходящей вдоль хрупкой фазы ВТСП (рис. 4б).

Учитывая особую чувствительность керамики Bi-2223 к различного рода дефектам, можно полагать, что деградация сверхпроводящих свойств образца при воздействии УВ связана с механическими напряжениями в объеме керамики, приводящими к возникновению микротрещин.

Полученные результаты можно сопоставить с данными работ [3, 4], в которых образцы ВТСП-лент Y-123 и Bi-2223 подвергались ударно-волновому воздействию на этой же установке ПФ-4, но в несколько другом режиме (отличие состояло в числе импульсов, расстоянии до анода и т.д.). В этих исследованиях обнаружено увеличение плотности критического тока образцов, что объясняется, по-видимому, эффектом образования на фронте ударных волн точечных дефектов [5] – центров пиннинга. Можно предположить, что улучшение сверхпроводящих характеристик происходит в том случае, когда нет повреждения (разрушения) сверхпроводящей фазы. Таким образом, режим облучения на установке Плазменный фокус должен быть подобран так, чтобы избежать появления трещин в сверхпроводящей фазе, ведущих к снижению критического тока и T_c .

Выводы

1. При выбранном режиме обработки сверхпроводящей ленты на основе Bi-2223 ($\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10-x}$) в отсутствие магнитного поля наблюдается уменьшение T_c на 5 – 10 К.

2. Значения T_c существенно зависят от пропускаемого тока и приложенного внешнего магнитного поля. При токах $\sim 1,0$ А и магнитном поле $\sim 0,5$ Тл снижение T_c может составлять ~ 17 К. Воздействие УВ на сверхпроводящие ленты приводит к дополнительному снижению T_c .

3. Причиной уменьшения T_c в образцах при воздействии УВ может являться возникновение механических напряжений в объеме ленты, приводящих к возникновению микротрещин в керамике Bi-2223, обнаруженных методом растровой электронной микроскопии.

1. S.P. Eliseev, V.Ya. Nikulin, A.V. Oginov, A.A. Tikhomirov // Probl. Atom. Sci. and Technol. Ser.: Plasma Phys., 2006 г., V. 12, № 6, P. 47.
2. И.А. Паринов // Микроструктура и свойства высокотемпературных сверхпроводников. Ростов-на-Дону, 2004 г., т. 1, с. 414.
3. Л.Х. Антонова, И.В. Боровицкая, П.В. Горшков, Е.И. Демихов, Л.И. Иванов, О.Н. Крохин, Г.Н. Михайлова, А.П. Менушенков, В.Я. Никулин, А.В. Огинов, А.И. Подливаев, С.В. Покровский, И.А. Руднев, А.В. Троицкий // Воздействие ударных волн на токонесущие свойства ВТСП-ленты YBCO(123). Доклады академии наук (Техническая физика), 2009 г., т. 428, № 4, с. 471 – 473.
4. Б.П. Михайлов, Л.И. Иванов, В.Ф. Шамрай, В.Я. Никулин, Г.Н. Михайлова, В.И. Нижанковский, И.А. Руднев, П.В. Горшков // Влияние импульсной высокоплотной плазмы на сверхпроводящие свойства многожильной Bi-2223 ленты. Перспективные материалы, 2009 г., № 6, с. 57 – 60.
5. З.И. Мезох, В.А. Янушкевич, Л.И. Иванов // Физика и химия обработки материалов, 1971 г., № 4, с. 163.

ВЛИЯНИЕ БОМБАРДИРОВКИ ИОНАМИ ГЕЛИЯ И НЕОНА НА СТРУКТУРНУЮ КОМПОЗИЦИЮ «НАНОРАЗМЕРНАЯ ПЛЕНКА НИТРИДА АЛЮМИНИЯ – АЛЮМИНИЙ»

Д.К. Никифоров^{1,2}, А.П. Коржавый³, К.Г. Никифоров¹, Г.Г. Бондаренко⁴

¹ Калужский государственный университет им. К.Э. Циолковского; ² Филиал Всероссийского заочного финансово-экономического института, Калуга; ³ Филиал Московского государственного технического университета им. Н.Э.Баумана, Калуга; ⁴ Московский государственный институт электроники и математики (технический университет)

E-mail: dm_nikif@rambler.ru

В настоящее время весьма важной проблемой является создание высокоэффективных холодных катодов. Эмитирующие наноструктуры «металл – диэлектрик» являются основой высокоэффективных электронных эмиттеров – холодных катодов [1,2]. При этом диэлектрический нанослой не только несёт

конструктивную защитную функцию, но и служит активным – функциональным элементом электронного устройства [2]. В качестве материала для такого слоя обычно используется оксид алюминия Al_2O_3 , сочетающий высокие температуру плавления, теплопроводность и диэлектрические параметры, но перспективен также и оксид бериллия BeO , теплопроводность которого втрое выше [3]. В то же время несомненны и преимущества нитрида алюминия AlN , к которым относится практическая такая же большая теплопроводность, как у BeO , но без высокой токсичности, характерной для последнего [4].

Следует отметить, что AlN относится к уникальным материалам с отрицательным электронным сродством [5,6]; это означает, что процесс эмиссии электронов в вакуум с его поверхности не ограничен потенциальным барьером. Имеются некоторые данные о возможности применения AlN как эффективного эмиттера электронов – холодного катода вакуумных и газоразрядных устройствах. Так, по данным Ши и др. [7], полевая эмиссия из AlN обеспечивает эмиссионные токи плотностью до 1 А/м^2 в полях до $8 \cdot 10^6 \text{ В/м}$, в первом приближении описываемые теорией Фаулера-Нордгейма. Соуэрс и др. [8] создали холодный катод, используя AlN в качестве тонкопленочного (100 нм) эмитирующего слоя; при напряжении до 110 В наблюдались эмиссионные токи плотностью до $2 \cdot 10^4 \text{ А/м}$, описываемые механизмом Фаулера-Нордгейма.

Ранее [9] мы провели компьютерное моделирование эмиссионных свойств наноструктур $Al-AlN$ и показали, что при относительно небольших внешних полях туннельные токи Фаулера-Нордгейма в этих структурах на 2-3 порядка больше, чем в $Al-Al_2O_3$.

В то же время необходимо учитывать, что при практическом использовании подобных эмитирующих структур – в реальных условиях тлеющего разряда (например, в $He-Ne$ лазерах) – возникает опасность модификации свойств поверхности и объёма диэлектрического нанослоя под действием ионной бомбардировки [2,10].

Нами проводился вычислительный эксперимент по исследованию катодного распыления поверхности и ионного внедрения в объём диэлектрика наноструктуры металл – нитрид металла в условиях $He-Ne$ газового разряда. Все расчеты проводились на основе системы компьютерной математики *Maple 9*. Следует отметить, что в нашем случае наноразмерного диэлектрического слоя нельзя пренебречь его возможным распылением даже при относительно малых энергиях бомбардирующих ионов.

Компьютерное моделирование ионной имплантации наноструктур проводилось в рамках теории Линдхарда–Шарфа–Шиотта [11, 12] с учётом того, что рассеяние бомбардирующих ионов в твёрдотельной мишени описывается гауссовым распределением (при малых бомбардирующих дозах ионов и поликристалличности мишени). На рис. 1 и 2 представлены полученные

распределения внедрённых ионов He и Ne в объёме нанослоя AlN при различных уровнях их начальной энергии.

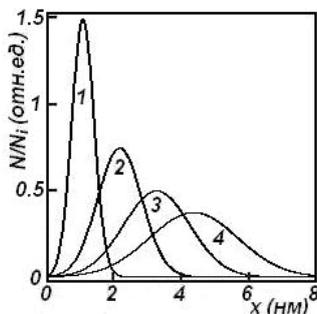


Рис. 1. Распределение имплантированных ионов гелия по глубине нанослоя AlN в зависимости от их начальной энергии E_{i0} : 25 (1), 50 (2), 75 (3) и 100 эВ (4)

Проведённый нами вычислительный эксперимент демонстрирует, что для значений начальной энергии ионов 50-100 эВ глубина проникновения ионов He и Ne отличается примерно на порядок. Так, при энергии бомбардирующих ионов $E_{i0} = 100$ эВ глубины их проникновения в AlN составляют 5,68 и 0,46 нм для He и Ne соответственно. Следовательно, ионы неона модифицируют лишь приповерхностный слой нитрида, а ионы гелия проникают в объём нанослоя на глубину, сопоставимую с его толщиной.

Из сравнения результатов проведённого нами моделирования ионного внедрения для структур на основе различных диэлектриков [10] видно, что пробег имплантированных ионов уменьшается, а максимум их распределения располагается ближе к поверхности нанослоя в ряду BeO – AlN – Al₂O₃. Это обусловлено снижением тормозной способности ядер при возрастании молярной массы вещества мишени (как и при уменьшении массы бомбардирующего иона).

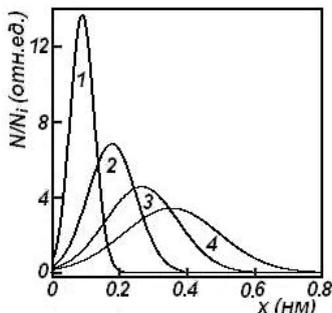


Рис. 2. Распределение имплантированных ионов неона по глубине нанослоя AlN в зависимости от их начальной энергии E_{i0} :
25 (1), 50 (2), 75 (3) и 100 эВ (4)

Для поликристаллических материалов и при энергии бомбардирующих ионов менее 1 кэВ коэффициент распыления обычно рассчитывается в рамках теории Зигмунда [2, 11]. Однако она не учитывает наличие пороговой энергии распыления твёрдого тела, подтверждаемое многочисленными экспериментальными данными [12]. В связи с этим мы проводили компьютерное моделирование катодного распыления на основе модифицированной теории Фальконе-Зигмунда [13], которая учитывает роль поверхности в распылении и даёт следующее выражение для коэффициента распыления:

$$Y = Y_0 \left(1 - \frac{E_{th}}{E}\right)^2,$$

где E – энергия бомбардирующего иона, E_{th} – пороговое значение энергии распыления, Y_0 – коэффициент распыления по теории Зигмунда [12]. Заметим, что при малых значениях энергии ($E \approx E_{th}$) $Y \rightarrow 0$, а при больших начальных значениях энергии ($E \gg E_{th}$) $Y \rightarrow Y_0$, то есть уравнение описывает зигмундовский коэффициент распыления.

При этом порог распыления определялся по модели Кейвелла [14]:

$$E_{th} = \frac{E_d}{\gamma} = \left(\frac{4M_1M_2}{(M_1 + M_2)^2}\right)^{-1} E_d,$$

где γ – максимальная часть энергии первоначальных (бомбардирующих) частиц, которая может перейти к атомам мишени при столкновении, E_d – энергия смещения атомов в мишени или энергия связи атомов на поверхности (для AlN $E_d = 6,8$ эВ [15]), M_1 – масса бомбардирующего иона, M_2 – масса атомов мишени.

На рис.3 представлены результаты компьютерного моделирования катодного распыления нанослоя AlN под действием бомбардирующих ионов He и Ne при различных уровнях их начальной энергии.

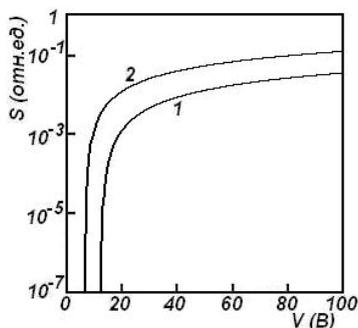


Рис. 3. Зависимости коэффициентов распыления слоев AlN от энергии бомбардирующих ионов He (1) и Ne (2)

Полученные результаты моделирования показывают, что коэффициент распыления AlN под действием ускоренных ионов He и Ne с энергией 100 эВ составляет 0,04 и 0,14 соответственно.

Следует иметь в виду, что при ионной бомбардировке бинарных оксидов металлов наблюдается ещё и преимущественное распыление одного из компонентов (обычно более легкого), обусловленное их различиями в атомной массе и поверхностной энергии связи [16]. Так, по данным моделирования, в случае бомбардировки AlN ионами He и Ne происходит преимущественный выход ионов азота как более легкого компонента: у него больше средняя длина свободного пробега в твердом теле, и он может быть эмитирован с большей глубины. Это должно вести к росту числа анионных вакансий в поверхностном слое.

Таким образом, результаты проведённого компьютерного моделирования показывают, что под действием бомбардировки ионами гелия и неона происходит модификация как поверхности, так и практически всего объёма нанослоя. При этом ионы гелия преимущественно проникают в глубину слоя, формируя структурные дефекты, а ионы неона в основном обеспечивают распыление вещества нанослоя.

Для формирования эффективной электронной эмиссии изученных структур необходимо уменьшать толщину диэлектрического нанослоя (AlN) [2], однако в реальных условиях ионной бомбардировки эта возможность будет ограничена ≈ 5 нм. Полученные результаты компьютерного моделирования физических свойств наноструктур Al–AlN могут быть использованы для улучшения физико-технических параметров высокоэффективных наноразмерных холодных катодов газовых лазеров.

1. А.П. Коржавый, В.П. Марин, А.С. Сигов. Некоторые аспекты создания технологий и конструкций изделий квантовой электроники // *Наукоёмкие технологии*. – 2002. – Т.3, № 4. – С.20-31.
2. Д.К. Никифоров, А.П. Коржавый, К.Г. Никифоров Эмитирующие наноструктуры «металл – оксид металла»: физика и применение. – Москва: изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2009. – 156 с.
3. Г.Г. Бондаренко, А.П. Коржавый, Д.К. Никифоров, Г.А. Чистяков. Создание эффективных холодных катодов из алюминия и бериллия // *Перспективные материалы*. – 2007. – Т.1, №2. – С.23-28.
4. В.Н. Суховский, А.П. Коржавый, В.Е. Кочурихин. Нитриды переходных металлов – перспективные материалы для долговечных пленочных катодов // *Электронная техника. Сер. Материалы*. – 1989. – Вып. 6. – С.70-71.
5. M.C. Benjamin, Wang Ch., R.F. Davis, R.J. Nemanich. Observation of a negative electron affinity for heteroepitaxial AlN on $\alpha(6H)\text{-SiC}(0001)$ // *Appl. Phys. Lett.* – 1994. – Vol.64, #24. – P.3228-3290.
6. Y. Taniyashi, M. Kasu, T. Makimoto. Field emission properties of heavily Si-doped AlN in triode-type display structure // *Appl. Phys. Lett.* – 2004. – Vol.84, #3. – P.2115-2117.
7. S.C. Shi, C.F. Chen, H.Y. Li, J.T. Lo, Z.H. Lan, K.H. Chen, L.C. Chen. Field emission from quasi-aligned aluminium nitride nanotips // *Appl. Phys. Lett.* – 2005. – Vol.87, #7. – P.3109-3112.
8. A.T. Sowers, J.A. Christman, M.D. Bremser, B.L. Ward, R.F. Davis. Thin films of aluminium nitride and aluminium gallium nitride for cold cathode application // *Appl. Phys. Lett.* – 1997. – Vol.71, #16. – P.2289-2291.
9. Д.К. Никифоров, А.П. Коржавый, К.Г. Никифоров. Компьютерное моделирование электронной эмиссии в наноструктурах Ве-ВеО и Al-AlN // *Наноинженерия-2010: Труды III Всерос. школы-семинара студентов, аспирантов и молодых ученых*. – Москва, МИЭМ, 2010. – С. 350-353.
10. Г.Г. Бондаренко, Д.К. Никифоров, А.П. Коржавый, К.Г. Никифоров. Моделирование процессов ионного внедрения в наноструктурах Al-Al₂O₃, инициируемых ионной бомбардировкой в условиях газового разряда // *Радиационная физика твёрдого тела: Труды XVII Межд. совещ. Севастополь, 2007 г./под ред. Г.Г.Бондаренко/* - Москва: НИИПМТ МИЭМ (ТУ), 2007. – 426-431.
11. Ю.В. Трушин. Радиационные процессы в многокомпонентных материалах. Теория и компьютерное моделирование. – СПб.: изд-во ФТИ им. А.Ф.Иоффе РАН, 2001.
12. Распыление твердых тел ионной бомбардировкой // Под ред. Р. Бериша. – М.: Мир, 1984. – 336 с.; 1986. – 488 с.
13. Д. Фальконе. Теория распыления // *УФН*. – 1992. – Т.162, №1. – С.71-117.
14. F. Keywell. Measurements and Collision-Radiation Damage Theory of High-Vacuum Sputtering// *Phys. Rev.* – 1955. – Vol. 97, #6. – P. 1611-1619.
15. С.С. Еловиков, Е.Ю. Зыкова, А.С. Мосунов, В.Е. Юрасова, Ю.А. Рыжов, И.И. Шкарбан. Энергетическая и массовая зависимость распыления нитридов и их компонентов // *Вопросы атомной науки и техники*. – 2007. – Вып. 2. – С.26-31.
16. Л. Фельдман, Д. Майер. Основы анализа поверхности тонких плёнок. – М.: Мир, 1989. – 564 с.

ИНЖЕКЦИОННО-ТЕРМИЧЕСКАЯ ОБРАБОТКА СТРУКТУР «МЕТАЛЛ-ДИЭЛЕКТРИК-ПОЛУПРОВОДНИК»

В.В. Андреев¹, Г.Г. Бондаренко², А.А. Столяров¹,
А.М. Михальков¹, С.И. Коротков¹

¹ *Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, Калужский филиал;* ² *Московский государственный институт электроники и математики (технический университет)*

E-mail: bondarenko_gg@rambler.ru

Для повышения надежности и радиационной стойкости интегральных схем и полупроводниковых приборов со структурой металл-диэлектрик-полупроводник (МДП) как непосредственно на полупроводниковой пластине, так и в корпусах, в настоящее время применяются радиационно-термическая обработка (РТО), рентгеновское облучение, облучение ультрафиолетом и т.п. При облучении планарных изделий происходит накопление заряда на дефектах оксидной пленки, что приводит к отказу либо при облучении, либо через некоторое время после облучения [1]. РТО позволяет определить образцы ИМС с аномально низкой радиационной стойкостью, характеризующей аномально низкую надежность [1]. В работах [2-5] была показана идентичность большинства процессов деградации МДП-структур, протекающих при воздействии ионизирующей радиации и при сильнополевой инжекции электронов в диэлектрик. Замена радиационных обработок сильнополевой инжекцией существенно упрощает процесс испытаний, а также позволяет получить большой объем дополнительной информации за счет контроля изменения зарядового состояния подзатворного диэлектрика в процессе сильнополевого воздействия.

Процесс инжекционной обработки заключается в сильнополевой инжекции в подзатворный диэлектрик заряда электронов заданной плотности. Инжекция заряда в диэлектрик обычно осуществляется в режиме поддержания постоянного тока или напряжения при одновременном контроле изменения зарядового состояния диэлектрической пленки. До настоящего времени инжекция заряда в диэлектрик применялась в основном для контроля качества технологических процессов и оценки влияния на МДП-структуры ионно-плазменных, радиационных и сильнополевых воздействий [4, 5]. Вместе с тем, полученные в [6-8] результаты указывают на возможность применения сильнополевой туннельной инжекции для выявления потенциально ненадежных МДП-структур, а также в качестве обработки для выявления и устранения дефектов зарядовой нестабильности окислов и, как следствие, повышения надежностных характеристик МДП-структур.

Данная работа посвящена исследованию режимов инжекционно-термической обработки (ИТО) МДП-структур, направленной на модификацию зарядового состояния диэлектрической пленки и повышение надежности и радиационной

стойкости за счет снижения плотности зарядовых дефектов и повышения величины заряда, инжектированного до пробоя.

В качестве экспериментальных образцов использовались МДП-конденсаторы со структурой Si-SiO₂-Al, изготовленные промышленным способом на пластинах КЭФ-4,5. Подзатворный диэлектрик толщиной 30÷100 нм получали термическим окислением кремния при температуре 1000 °С с добавлением 3% HCl. Алюминиевые электроды площадью 10⁻⁴÷10⁻² см² напыляли магнетронным методом. После формирования алюминиевых электродов проводили отжиг пластин в среде азота при температуре 475 °С.

Инжекционная обработка МДП-структур заключалась в сильнополевой по Фаулеру-Нордгейму инжекции из кремния в подзатворный диэлектрик МДП-структур заряда электронов 0,1÷0,5 мКл/см² импульсом постоянного тока 0,01÷0,1 мА/см² при температуре образца от 20 до 100 °С. Методика проведения эксперимента состояла в следующем: на полупроводниковой пластине делалась представительная выборка МДП-структур, расположенных в непосредственной близости друг от друга. Данная выборка делилась на две равные группы. К образцам первой группы прикладывалась токовая нагрузка, и они выдерживались до пробоя образца. Вторая группа образцов сначала проходила инжекционную обработку, после чего подвергалась инжекционной нагрузке, подобно первой группе. На рис. 1(а) представлено изменение токовой нагрузки во время инжекционной обработки (сплошная линия) и во время инжекционных испытаний (пунктирная линия). На рис. 1(б) приведена временная зависимость изменения напряжения на МДП-структуре. Участок I на зависимости V_I(t) соответствует заряду емкости МДП-структуры постоянным током I₁. На этом участке весь ток, протекающий через диэлектрик, является емкостным. Инжекция заряда в диэлектрик начинается при переходе в высоковольтный диапазон (рис. 1, участок II). После окончания процесса заряда емкости МДП-структуры (рис. 1, участок III) весь ток, протекающий через образец, становится инжекционным.

На участке IV (рис. 1), при амплитуде токового воздействия I₂, осуществляется основная инжекция заряда в диэлектрик, продолжающаяся до его пробоя. Этот участок используется для оценки процессов зарядовой деградации МДП-структур в сильных электрических полях.

При проведении измерений плотности тока инжекции на участках III и IV (рис. 1, б) составляли j₁=0,1 мкА/см² и j₂=0,1 мА/см² соответственно, а полярность токовой нагрузки обеспечивала сильнополевую туннельную по Фаулеру-Нордгейму инжекцию электронов из кремниевой подложки.

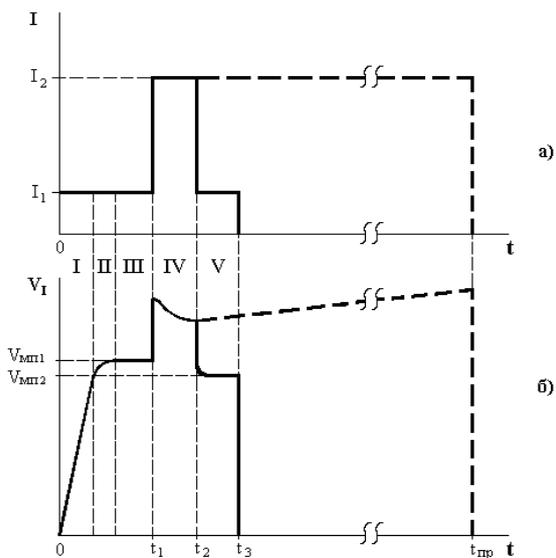


Рис.1. Временные зависимости токовой нагрузки (а) и изменения напряжения на МДП-структуре (б). Сплошная линия – инжекционная обработка; пунктирная линия – инжекционные испытания

На рис. 2 представлены относительные гистограммы распределения МДП-структур по величине плотности заряда, инжектированного до пробоя образца, характеризующие проведение инжекционной обработки. Гистограмма 2 на рис. 2 соответствует группе МДП-структур, прошедших инжекционную обработку при 20 °С, гистограмма 1 – группе структур, не подвергавшихся обработке.

Как видно из рис. 2, инжекционная обработка позволяет исключить структуры с грубыми зарядовыми дефектами (плотность заряда, инжектированного до пробоя, менее 3 мКл/см²), и, тем самым, значительно повысить надежность приборов и интегральных микросхем. Однако при такой обработке происходит незначительное снижение инжекционного ресурса структур и приборов на их основе. Снижение ресурса объясняется зарядовой деградацией как самой диэлектрической пленки, так и границы раздела кремний – двуокись кремния, протекающей при инжекции заряда [4, 5]. Аналогичные процессы возникают и при воздействии радиационного облучения [2, 3]. Для их устранения обычно проводят отжиг образца после обработки. В нашем случае отжиг инжекционно обработанных МДП-структур проводился при температуре 200 °С в течении 1 часа. На рисунке 3 показаны относительные гистограммы распределения МДП-структур по величине плотности заряда, инжектированного до пробоя образца,

характеризующие проведение инжекционно-термической обработки. Гистограмма 2 на рисунке 3 соответствует группе МДП-структур, прошедших инжекционно-термическую обработку, гистограмма 1 – группе структур, не подвергавшихся обработке.

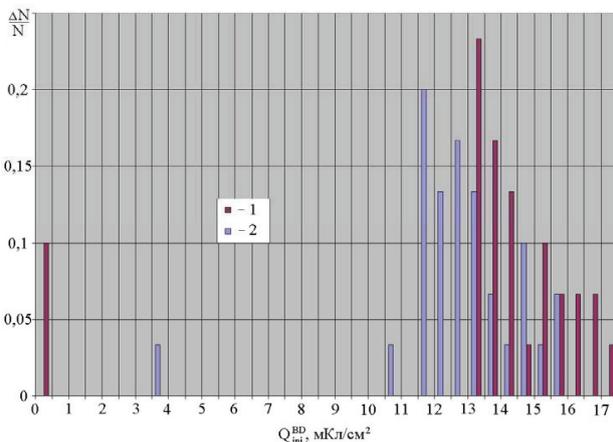


Рис.2. Относительные гистограммы распределения МДП-структур по заряду, инжектированному до пробоя образца плотностью постоянного тока $0,1 \text{ mA/cm}^2$: 1 – без обработки; 2 – после инжекционной обработки

Из гистограммы (рис. 3) видно, что инжекционно-термическая обработка позволяет выявить и исключить структуры с грубыми дефектами изоляции. В результате, после обработки практически отсутствуют структуры с малым (менее 3 мКл/см^2) зарядом, инжектированным до пробоя, и при этом не снижается инжекционный ресурс образцов, что является положительным фактом при проведении ИТО. Благодаря применению инжекционно-термической обработки происходит достаточно заметное повышение инжекционной и радиационной стойкости МДП-структур (рис. 3), что может быть объяснено образованием более совершенной структуры приборов, поскольку сильнополевая инжекция электронов разрывает напряженные связи в пленке SiO_2 и на границе раздела Si-SiO_2 , а последующий отжиг восстанавливает валентные связи, но уже без их деформации [4, 5].

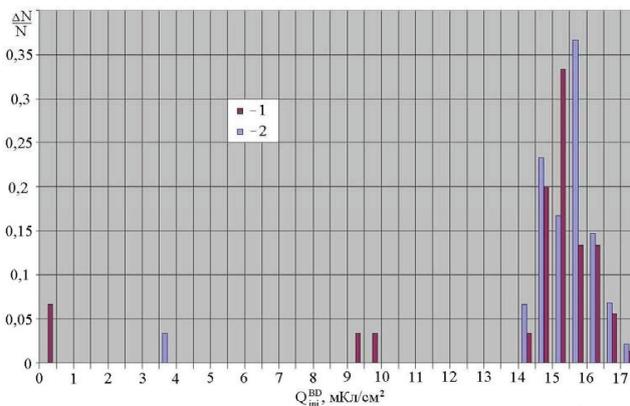


Рис.3. Относительные гистограммы распределения МДП-структур по заряду, инжектированному до пробоя образца плотностью постоянного тока $0,1 \text{ мА/см}^2$: 1 – без обработки; 2 – после инжекционно-термической обработки

Сравнение гистограмм распределения структур по заряду, инжектированному до пробоя, показывает, что в результате инжекционной обработки, выполненной при температуре $20 \text{ }^\circ\text{C}$, инжекционная стойкость МДП-структур возрастает по сравнению с исходными образцами. С повышением температуры, при которой проводится инжекционная обработка, данный эффект уменьшается и при $100 \text{ }^\circ\text{C}$ наблюдается обратный эффект, приводящий к уменьшению средней величины заряда, инжектированного до пробоя образца. Данное явление, по-видимому, связано с затруднением активации электронных и дырочных ловушек при повышенных температурах. Следовательно, для повышения эффективности инжекционно-термической обработки инжекцию заряда не следует проводить при повышенных температурах.

Показано, что инжекционно-термическая обработка позволяет выявить и исключить структуры с грубыми дефектами изоляции и зарядовыми дефектами. В результате, после обработки практически отсутствуют структуры с малым (менее 3 МКл/см^2) зарядом, инжектированным до пробоя, и при этом практически не снижается ресурс работы приборов на основе МДП-структур. Следовательно, проведение инжекционно-термической обработки позволяет повысить инжекционную и радиационную стойкость наноразмерных диэлектрических пленок МДП-приборов.

1. И.И. Катеринич, Ф.М. Курин, В.Д. Попов. Метод радиационно-термической обработки и повышения надёжности МОП интегральных схем // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика радиационного воздействия на радиоэлектронную аппаратуру. 1996. Вып.3-4. С.127-132.

2. M. Knoll, D. Brauning, W.R. Fahrner Comparative studies of tunnel injection and irradiation on metal oxide semiconductor structures // J. Appl. Phys. 1982. Vol.53. No.10. P.6946-6952.
3. В.В. Андреев, А.А. Бедняков, Л.С. Новиков, Г.Г. Соловьев, А.А. Столяров, С.А. Лоскутов. Сравнительное исследование зарядового состояния МДП-структур при облучении протонами и инъекции заряда в сильных электрических полях // ВАНТ. Серия: Физика радиационного воздействия на радиоэлектронную аппаратуру. 2002. Вып.1-2. С.61-66.
4. D. Arnold, E. Cartier, D.J. DiMaria. Theory of high-field electron transport and impact ionization in silicon dioxide// Phys. Rev. B. 1994. Vol.49. № 15. P.10278-10297.
5. S. Lombardo, J.H. Stathis, P. Linder, K.L. Pey, F. Palumbo, C.H. Tung. Dielectric breakdown mechanisms in gate oxides // J. Appl. Phys. 2005. Vol.98. P.121301.
6. G.G. Bondarenko, V.V. Andreev, V.M. Maslovsky, A.A. Stolyarov., V.E. Drach. Plasma and injection modification of gate dielectric in MOS structures// Thin solid films. 2003. V.427. P.377-380.
7. В.В. Андреев, Г.Г. Бондаренко, А.А. Столяров, Д.С. Васютин, А.М. Михальков. Исследование влияния режимов инжекционной модификации на зарядовое состояние подзатворного диэлектрика МДП-приборов // Перспективные материалы. 2009. № 2. С.45-51.
8. В.В. Андреев, А.А. Столяров, Д.С. Васютин, А.М. Михальков. Контроль качества диэлектрических слоев интегральных микросхем и изделий микросистемной техники // Наукоемкие технологии. 2010. Т.11. № 7. С.44-52.

Работа выполнена в рамках реализации ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009 – 2013 годы ГК №П470 и №16.740.11.0151.

РЕЗОНАНСНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОННО-ПОЗИТРОННЫХ СГУСТКОВ В ГАММА-ЭЛЕКТРОНИКЕ

В.И. Канавец¹, Ю.Д. Мозговой², С.А. Хриткин²

¹*МГУ им. М.В. Ломоносова,*

²*Московский государственный институт электроники и математики
(технический университет)*

E-mail: lmis@miem.edu.ru

1. Рассматривается резонансное взаимодействие электронно-позитронных сгустков в задачах гамма-электроники, посвященных исследованию взаимодействия электронных и позитронных потоков с электромагнитными полями в устройствах γ -диапазона длин волн. В гамма-электронике также изучаются проблемы длительного существования электронно-позитронного вещества (ЭПВ) с уникальными свойствами, в том числе со свойствами сверхжидкости при отложенной коллективной аннигиляции [1].

Резонансные коллективные процессы синхронизируют колебания и волны в больших объемах активной электронно-позитронной среды. Следует различать резонансную синхронизацию осцилляторов электромагнитного поля в генераторах когерентного излучения и синхронизацию осцилляторов электронно-позитронного поля в плазмоеде. В последнем случае важен процесс пленения

излучения с переходом от многих мод выделенного объема к одной динамической моде. При достаточной плотности синхронно осциллирующих двойных пар частиц, динамическая мода является основным состоянием электронно-позитронной среды, называемым сверхжидкостью [1].

Модели крупных частиц должны быть согласованы с точечными моделями квантовой электродинамики. В процессе расчетов полей динамических мод в рамках макроскопической квантовой теории вводятся модели частиц конечного радиуса и рассматривается возбуждение осцилляторов взаимодействующих полей.

Процесс самоорганизации в условиях резонанса отличается сближением волновых функций электронов и позитронов, приводящим к макроскопической компенсации кулоновских полей. На этом пути возможно получение электронно-позитронного плазмоида с обменным взаимодействием. Электронно-позитронная среда проявляет себя в формах вещества, поля и энергии. Бесстолкновительные процессы в веществе изучаются в рамках плазменного подхода макроскопической классической и квантовой теорий. В классической области вводятся фазовые ансамбли крупных частиц, исследуются резонансные процессы при спонтанном и индуцированном излучениях, определяющие характеристики самосогласованного взаимодействия [1].

В квантовой теории ансамблям соответствуют одночастичные волновые функции электронов и позитронов, квадраты модулей которых равны плотностям частиц. При большом числе частиц могут быть определены и одновременно измерены амплитуды и фазы полей. Решение уравнений Шредингера, Пуассона и Максвелла позволяет исследовать классические и квантовые аналоги устройств радиофизики и электроники, в том числе сверхмощных релятивистских импульсных генераторов.

Для электронно-позитронного вещества применяются классическая модель крупных частиц и квантовые макроскопические модели одночастичных волновых функций. В отличие от точечного кинематического подхода квантовой электродинамики, частицы рассматриваются как деформируемые сгустки заряда. Учет сил пространственного заряда на движение малых объемов позволяет найти условия компенсации кулоновских полей и исследовать установление низшей динамической моды (электронно-позитронного плазмоида).

2. В гамма-электронике, как и в микроволновой электронике при больших сигналах, важную роль играют нелинейные процессы в потоках заряженных частиц, приводящие к группированию частиц в сгустки и эффективному когерентному излучению. В группирователях и в выходных устройствах гамма-электроники и микроволновой электроники большую роль играют коллективные процессы, связанные с действием кулоновских сил и позволяющие организовать оптимальную группировку заряженных частиц и эффективное торможение сгустков [2,3].

Нелинейные эффекты при обменном взаимодействии в квантовой области имеют много общего с процессами в классических нелинейных средах. В СВЧ-электронике потоки электронов анализируются с учетом коллективного взаимодействия при пренебрежении столкновениями [2,3]. В этом же приближении рассматриваются потоки электронов и позитронов. Амплитуды волновых функций медленно меняются в пространстве и времени. Изменению этих функций может соответствовать поведение одночастичных функций в теории сверхтекучести. В этой связи важна обратная задача – минимизация излучения и увеличение времени жизни плазмоида путем перехода к отложенной (замедленной) коллективной аннигиляции [1].

Самоорганизация активного электронно-позитронного вещества в гамма-электронике отличается от соответствующих процессов в микроволновой электронике, что связано с проблемой использования большой запасенной энергии электронно-позитронных пар. Возможны два варианта построения устройств гамма-электроники:

- устройства со временем эффективного взаимодействия меньшим времени аннигиляции,
- устройства с использованием замедленной коллективной аннигиляции.

Отметим, что в гамма-электронике большую роль играют процессы взаимодействия, не известные в микроволновой электронике, основанные на взаимном превращении квантов электромагнитного поля излучения и частиц электронно-позитронного вещества. Главное отличие задач микроволновой электроники и гамма-электроники связано с необходимостью учета изменения масс электронов и позитронов при примерном постоянстве скорости микрочастиц. Если изменение массы частиц сравнимо с энергией аннигиляции то получаем задачи построения устройств с использованием отложенной коллективной аннигиляции.

Процессы самоорганизации в гамма-электронике относятся к задачам макроскопической квантовой теории систем, содержащих много частиц. В этом случае квадраты плотностей волновых функций равны плотностям соответствующих частиц (электронов, позитронов и электронно-позитронных пар). В рамках модели «холодной» бесстолкновительной плазмы справедлив переход к уравнениям для вырожденных носителей заряда [1, 4, 5].

Компоненты плазмы описываются с помощью макроскопических одночастичных волновых функций с одновременно измеряемыми амплитудами $|\Psi_{e,p}|$ и фазами $S_{e,p}$ электронов и позитронов $\Psi_{e,p}(R, t) = |\Psi_{e,p}(R, t)| \exp[iS_{e,p}(R, t)]$. Усредненное описание с помощью волновых функций электронов Ψ_e и позитронов Ψ_p дает возможность рассмотрения электронных и позитронных жидкостей с плотностями зарядов $\rho_e = -|e||\Psi_e|^2$, $\rho_p = |e||\Psi_p|^2$.

Макроскопическое электронно-позитронное поле получается после усреднения микроскопического поля. Это поле является полем частиц и

античастиц с ненулевой массой покоя (полем материи), в отличие от электромагнитного поля излучения, являющегося полем безмассовых частиц – фотонов (гамма-квантов). Если в системах мало меняется масса частиц, то получаем аналоги в микроволновой электронике, отличающиеся от электронно-позитронных потоков.

3. В малосигнальном приближении справедлив подход, основанный на теории связанных волн в потоках электронов и позитронов. В общем случае можно рассматривать волны пространственного заряда, циклотронные и синхронные волны. Дисперсионные кривые радиофизической модели и свойства системы аналогичны модели сверхтекучести Ландау в применении к сверхтекучему гелию.

Аналогом графика дисперсии сверхтекучего поля по Ландау в координатах частота – постоянная распространения служат графики дисперсии радиофизической модели кристалл - поток, полученные при малых сигналах в кинематическом приближении. Возможны режимы усиления типа ЛБВ и генерации типа ЛОВ. Для экспериментов важны результаты, относящиеся к взаимодействию встречных потоков заряженных частиц разного знака.

В гамма-электронике существенны резонансные процессы, происходящие при коллективной аннигиляции электронов и позитронов. Резонансы наблюдаются на частоте, соответствующей энергии частиц 0.511 МэВ. Такую же энергию имеют процессы рождения электронно-позитронных пар. Учет обратной связи позволяет получить режимы генерации на частоте резонанса. На этой же частоте возможно создание аннигиляционного гамма-лазера на свободных электронах и позитронах. Возможны и другие аналоги процессов, известных в СВЧ электронике.

Обсуждается возможность получения ЭПВ в виде сверхтекучей жидкости. Отдельно взятые электроны и позитроны, а также атомы и молекулы позитрония, очень легки и отличаются большой квантовой кинетической энергией локализации, мешающей объединению частиц. Электроны и позитроны, находящиеся в S-состоянии у поверхностей Ферми, могут образовать куперовские электронные и позитронные пары.

Пары являются бозонами и образуют сверхтекучие конденсаты электронных и позитронных пар. Динамическая самоорганизация ЭПВ основана на коллективном эффекте тождественности, присущем группам частиц, состоящим из равного числа электронов и позитронов. Самоорганизация сопровождается фазовой самофокусировкой. В пределах протяженного активного объема фаза становится медленно меняющейся.

Известным примером ЭПВ простого типа служат водородоподобные электронно-позитронные атомы – позитронии. Среднее расстояние между микроастидами различных вариантов ЭПВ находится в пределах $1 \pm 100 \text{ \AA}$. Это расстояние гораздо больше размеров области аннигиляции электронно-

позитронных пар и таким образом обеспечивается получение замедленной (или отложенной) аннигиляции электронно-позитронных пар.

4. Для исследования макропроцессов применимо представление об ЭПВ как о бесстолкновительной плазме с электрическим взаимодействием и нулевым спином частиц вещества. Электроны и позитроны удовлетворяют статистике Ферми-Дирака, однако, электронные и позитронные куперовские пары, а также электронно-позитронные пары, являются бозонами и могут находиться в макроскопических квантовых состояниях, представляя собой единое целое – сверхпроводящий или сверхтекучий конденсаты. Эти объекты являются объектами большой массы (тяжелыми телами), взаимодействие с которыми существенно уменьшает вероятность аннигиляции.

Следуя теории электронно-позитронного вещества [1], в ряде случаев разделение микро- и макропроцессов в квантовых средах можно представить себе с помощью модели, основанной на введении объемно центрированных сеток типа кристаллов с микроскопически малыми и макроскопически большими ячейками. Размеры малых ячеек определяются радиусом сферы r_0 , занятой частицей. Размеры макроскопически больших ячеек определяются радиусом действия кулоновских сил R_0 .

Величины зарядов в мелких ячейках электронной и позитронной сеток не меняются в пределах макроскопической ячейки, знаки зарядов чередуются в пространстве. Усредненный заряд равен нулю при условии макроскопической компенсации кулоновского поля. Микроскопическое изменение поля сохраняет запасенную энергию, выделяющуюся при аннигиляции. Компенсированное макроскопическое квантовое состояние представляет собой особую квантовую электронно-позитронную среду, образованную частицами вещества и полем виртуальных фотонов.

В квантовой теории плазмы при большом числе частиц волны де Бройля трансформируются в волны плотности заряда. Для получения возбужденных упорядоченных состояний плазмоида в виде стоячих волн желательно иметь в начальные моменты времени чередующиеся сгустки электронов и позитронов, расположенные в определенном порядке. Нужный порядок можно получить с помощью определенного расположения электронных, ионных и позитронных пучков.

При специальном замедлении заряженных частиц и использовании сходящейся оптики можно поднять плотность частиц до величины порядка $n = 10^{19} \div 10^{21} \text{ см}^{-3}$. Эта плотность соответствует плотности частиц в полупроводниках и достаточно рыхлом твердом теле. Введение в теорию макроскопических одночастичных волновых функций электронов Ψ_e и позитронов Ψ_p дает возможность рассмотрения нестабильных капель электронных и позитронных заряженных жидкостей.

В качестве примеров приведены некоторые результаты вычислительного моделирования резонансного взаимодействия электронных и позитронных сгустков. Проведено сопоставление процессов резонансного образования электронных и позитронных сгущений методами классической и квантовой теорий. При начальном задании центров зарядов разного знака в шахматном порядке и оптимальном значении параметра пространственного заряда возникают процессы резонансной самоорганизации электронно-позитронной среды.

1. В.И. Канавец. Электронно-позитронное вещество: от позитрония до сверхжидкости и шаровой молнии. М.: Изд-во «Педагогическое общество». 2009.
2. С.П. Бугаев, В.И. Канавец, В.И. Кошелев, В.А. Черепенин. Релятивистские многоволновые СВЧ-генераторы. Наука. 1991.
3. В.И. Канавец, Ю.Д. Мозговой, А.И. Слепков. Излучение мощных электронных потоков в резонансных замедляющих системах. М.: МГУ. 1993.
4. А.Ф. Александров, А.А. Рухадзе. Лекции по электродинамике плазмopodobных сред (неравновесные среды). М.: МГУ. 2002 г.
5. В.И. Канавец, Ю.Д. Мозговой, С.А. Хриткин. Обменное взаимодействие электронных и позитронных сгустков. //Радиотехника и электроника. Т. 55. №4. 2010. С. 500

ПОИСК ГАММА-ВСПЛЕСКОВ ПРИ ПОМОЩИ НЕЙТРИННОГО ТЕЛЕСКОПА ANTARES

А.А. Афанасьев

Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ

E-mail: andrei.afanasiev@gmail.com

Ряд моделей предсказывает возникновение нейтрино высоких энергий при гамма-всплесках [1]. Экспериментальные наблюдения таких нейтрино могут подтвердить механизм ускорения адронов гамма-всплесками.

Спутники, способные детектировать гамма-всплески (Swift, INTEGRAL и др.), могут посылать оповещение нейтринному телескопу ANTARES в режиме реального времени через существующую международную сеть наблюдения гамма-всплесков (GCN) [2]. Благодаря уникальным особенностям системы сбора данных (концепция «все данные на берег», [3]), ANTARES способен изменять режим сбора данных в реальное время при получении оповещения от сети GCN.

На рис. 1 показано число наборов исходных данных сохраненных по оповещению сети GCN. Пунктирной линией показано количество оповещений о гамма-всплесках сети GCN в месяц в зависимости от времени, а сплошной линией число наборов данных, которые были сохранены по оповещению телескопом ANTARES.

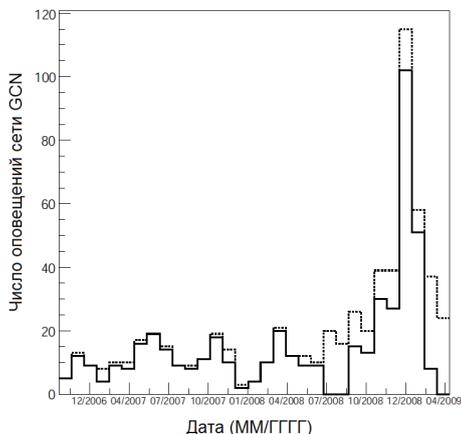


Рис.1 Число наборов исходных данных детектора ANTARES, сохранённых по оповещению сети GCN

Детектор ANTARES также способен буферизовать большое количество данных, что позволяет реагировать на оповещения о гамма-всплеске с очень малым, и даже отрицательным временем отклика (см. рис. 2). Время отклика определяется как разница во времени между временем гамма-всплеска, указанным в оповещении сети GCN, и самым ранним набором нефильТРованных исходных данных, доступных в буфере для сохранения на диск.

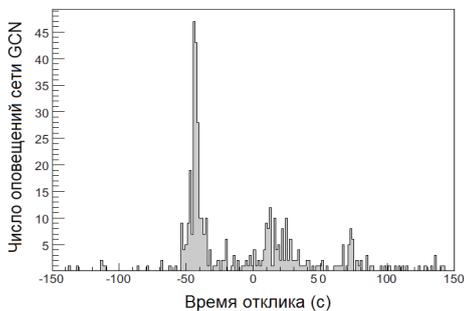


Рис.2 Время записи данных детектора ANTARES относительно времени обнаружения гамма-всплеска GCN

При отрицательных временах отклика наборы данных на диске включают в себя данные, которые были зарегистрированы до того, как гамма-всплеск был обнаружен спутником, и могут включать ранний сигнал от нейтрино.

Предполагается, что в будущем, гораздо больший нейтринный телескоп KM3NeT [4] будет сконструирован так, что сможет реагировать на предупреждения о гамма-всплеске таким же образом.

В настоящий момент научная группа МГУ в проекте ANTARES [5] принимает активное участие в работах, связанных с синхронизацией гамма-всплесков.

1. E. Waxman, J. Bahcall, Phys. Rev. Lett 78 (1997) 2292; P.
2. <http://gcn.gsfc.nasa.gov/>
3. J. A. Aguilar et al., Nucl. Instrum. Meth. A570 (2007) 107
4. U. F. Katz, Nucl. Instrum. Meth. A567 (2006) 457.
5. <http://antares.sinp.msu.ru>

ДИПОЛЬНЫЙ РЕЗОНАНС В СЕЧЕНИИ ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЯ ЯДРА Ar-40

Н.Г. Гончарова, А.П. Долгодворов

*Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В.Скобельцына
Московского государственного университета им. М.В.Ломоносова, 119991, Москва*
n.g.goncharova@gmail.com, dolgodvorov@physics.msu.ru

Теоретическая интерпретация обширной экспериментальной информации о свойствах и структуре мультипольных резонансов (МР) в различных ядрах, накопленной к настоящему моменту, является одной из целей современной теории ядра. Актуальной проблемой теории является интерпретация сложной структуры МР и зависимость характеристик МР от индивидуальных свойств конкретного ядра. Решение этих задач теории требует получения качественных волновых функций основных и возбужденных состояний ядер.

Создание около 50 лет назад многочастичной модели оболочек (ММО) открыло – на примере гигантского дипольного резонанса – путь понимания природы ядерных возбуждений [1]. ММО показала, что возникновение МР в сечениях ядерных реакций связано, в первую очередь, с возбуждением и коллективизацией т.н. «входных» состояний. Для ядер с замкнутыми оболочками или подоболочками такими состояниями могут являться системы частично-дырочных пар, взаимодействие которых приводит к появлению коллективного резонансного состояния. Развитие этих идей шло по направлению учета взаимодействия входных состояний с коллективными колебаниями ядерной поверхности – фононами.

Если для ядер, основное состояние которых может считаться близким к замкнутому оболочечным структурам, микроскопическое описание мультипольных резонансов на основе этих представлений было сравнительно успешным, то для ядер, далеких от замкнутых оболочек, интерпретация

характеристик МГР в широком диапазоне переданных ядру импульсов представляет собой актуальную задачу теории.

Один из путей решения проблемы заключается в использовании связи прямых реакций подхвата нуклона и реакций резонансного возбуждения ядра. Данный подход осуществлен в модели «частица-состояние конечного ядра» (ЧСКЯ) многочастичной модели оболочек [2]. В версии ЧСКЯ волновые функции основного и возбужденного состояний ядра с A нуклонами являются результатом разложения по базисным конфигурациям:

$$|J_i T_i\rangle = \sum C_i^{J T E', j_i} |(J' T' E') \times (j_i) : J_i T_i\rangle - \text{основное состояние}; \quad (1)$$

$$|J_f T_f\rangle = \sum \alpha_f^{J T E', j_f} |(J' T' E') \times (j_f) : J_f T_f\rangle - \text{возбужденное состояние}. \quad (2)$$

$C_i^{J T E', j_i}$ - генеалогические коэффициенты, коэффициенты $\alpha_f^{J T E', j_f}$ - результат диагонализации гамильтониана на базе конфигураций ЧСКЯ. Информация о генеалогической структуре основного состояния ядра может быть получена из анализа экспериментальных данных о спектроскопии прямых реакций подхвата нуклона.

$$C_i = \sqrt{\frac{S_i}{\sum S_i}}, \quad (3)$$

где S_i - спектроскопические факторы прямой реакции подхвата.

Оценка генеалогических коэффициентов (3) для ядра ^{40}Ar производилась на основе экспериментальных данных о спектроскопии прямых реакций подхвата нуклона [3,4] (рис.1).

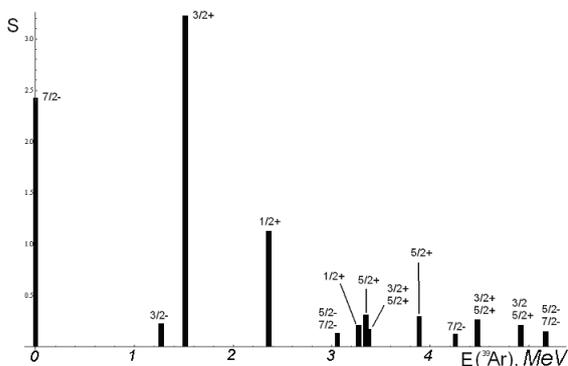


Рис.1. Спектроскопические факторы прямых реакций подхвата нуклона.

Система базисных конфигураций, основанная на этой информации, содержит 31 состояние с изоспином $T_c = T_0 = 2$ и 20 состояний с изоспином $T_s = T_0 + 1 = 3$. Решение уравнения Шредингера на этом базисе включало расчет матричных элементов базисных конфигураций по формуле:

$$\begin{aligned} \langle (J''T''E''), j_2 : J_f T_f | \widehat{V}_{\text{int}} | (J'T'E'), j_1 : J_f T_f \rangle = \sum_{J,T} \times \sum_{j,j'} \langle J'T'E' | J_i T_i, j_i^{-1} \rangle \langle J_i T_i, j_i^{-1} | J''T''E'' \rangle \times \\ (2J+1)(2T+1) \sqrt{(2J'+1)(2T'+1)(2J''+1)} \sqrt{(2T''+1)} \cdot W(J_i j_i J_f j_j; J' J) W(J_i j_i' J_f j_j'; J'' J) \times \\ W(T_i \frac{1}{2} T_f \frac{1}{2}; T'T) W(T_i \frac{1}{2} T_f \frac{1}{2}; T''T) \langle j_i^{-1} j_i : JT | \widehat{V}_{\text{int}} | j_i^{-1} j_i : JT \rangle. \end{aligned} \quad (4)$$

На основании расчета волновых функций для $1^- T_c$ и $1^- T_s$ состояний ядра ^{40}Ar получены формфакторы $E1$ электровозбуждения в «фототочке» ($q = \omega$) ядра:

$$F_{E1,T_f}^2(q) = \left| \langle J_f^P = 1^-, T_f | \widehat{T}_1^{el}(q) | J_i^P = 0^+, T_i \rangle \right|^2. \quad (5)$$

Генерирующий оператор $\widehat{T}_1^{el}(q)$ содержит вклады, соответствующие взаимодействию реального либо виртуального фотона как с орбитальным, так и со спиновым токами ядра-мишени. В «фототочке» – для реального фотона – в возбуждении ядра проявляется лишь орбитальный ток.

При изовекторном возбуждении ядра ^{40}Ar возникают две ветви резонанса, распад которых по протонным и нейтронным каналам в значительной степени определяется значениями изоспиновых коэффициентов векторного сложения. Их распределение для распада ^{40}Ar показано на рис. 2.

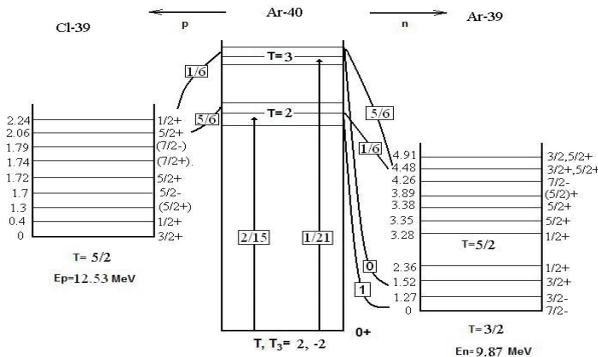


Рис.2. Роль изоспиновых коэффициентов в возбуждении и распаде гигантского дипольного резонанса в ядре ^{40}Ar .

Результат расчета формфакторов (столбики) дипольного возбуждения представлены на рис. 3, на этом же рис. непрерывной кривой показано эффективное сечение, рассчитанное с учетом распадных ширин отдельных пиков.

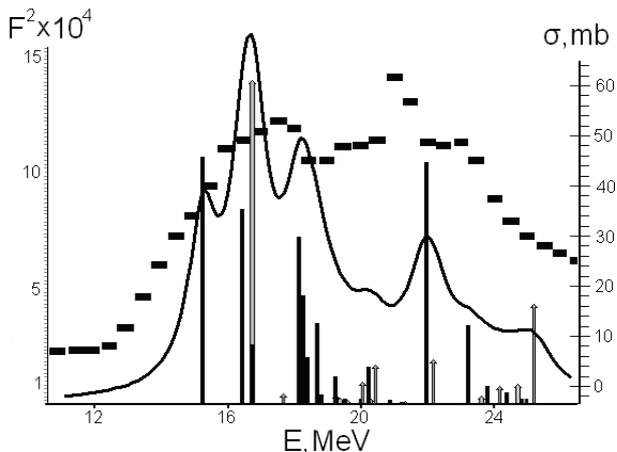


Рис.3. Теоретический расчет формфакторов (столбики) $E1$ возбуждения в ядре ^{40}Ar и эффективного сечения (сплошная линия). Экспериментальные данные из работы [5] (правая ось ординат). Формфакторы состояний с изоспином T_z изображены столбиками, с изоспином $T_z = -$ стрелками.

Расчет воспроизводит основные особенности экспериментального распределения [5]. Пик при энергии возбуждения 22 МэВ, согласно расчету, соответствует волновой функции, содержащей базисные конфигурации с нуклонами в $1f_{7/2}$, $1f_{5/2}$ состояниях. Распады этого пика происходят на возбужденные уровни ядра ^{39}Ar . Его относительно небольшая ширина вызвана также большими орбитальными моментами вылетающих нуклонов.

1. G.E. Brown, M. Bolsterly, Phys. Rev. Lett., 1959.V.3, P.472
2. N.G.Goncharova, N.P.Yudin, Phys. Lett.B29, 272 (1969).
3. J.F. Tonn, R.E.Segel, *et al*, Phys. Rev. C **16**, 1357 (1977)
4. B. Singh, J.A. Cameron// Nucl. Data Sheets 107, 225 (2006)
5. B. Ishkhanov, I. Kapitonov, *et al*, Cross sections of photon absorption by nuclei with nucleon numbers 12 – 65. R, MSU-INP-2002-27/711, 2002

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ ГИГАНТСКОГО ДИПОЛЬНОГО РЕЗОНАНСА В ИЗОТОПАХ ТИТАНА

Н.Г. Гончарова, Ю.А. Скородумина

Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына

МГУ им. М.В. Ломоносова, 119991, Москва

E-mail: n.g.goncharova@gmail.com, lokom11@mail.ru

Экспериментальные исследования взаимодействий ядер с различными пробными частицами привели к появлению обширной информации о сечениях ядерных возбуждений. Основной особенностью этих сечений в области континуума являются гигантские резонансы, структура и ширины которых зависят от квантовых чисел ядерных состояний и переданного ядру импульса.

Даже для наиболее хорошо исследованных электрических дипольных возбуждений в четно-четных ядрах остается открытым вопрос теоретической интерпретации наблюдаемой структуры и ширины резонансов.

Данная работа посвящена теоретическому описанию $E1$ -резонансов в четно-четных изотопах титана. Экспериментальное исследование фотоядерных реакций на ядрах ^{46}Ti , ^{48}Ti и ^{50}Ti были предприняты в работах [1-3]. Оболочечные эффекты наблюдаются в уменьшении ширины резонанса по мере заполнения нейтронной $1f_{7/2}$ оболочки от ^{46}Ti к ^{50}Ti . Причем, особенности фрагментации силы резонанса резко меняются от ядра к ядру.

Микроскопическое описание резонансов в ^{46}Ti , ^{48}Ti и ^{50}Ti было предпринято в рамках версии «частица-состояние конечного ядра = ЧСКЯ» многочастичной модели оболочек, учитывающей распределение дырочной конфигурации по состояниям конечных ядер [4].

Волновые функции возбужденных состояний ядра в ЧСКЯ строятся как произведения волновых функций конечного ядра ($A-1$) и волновых функций нуклона:

$$\left| J_f T_f \right\rangle = \sum \alpha_f^{J'T',j} \left| (J' E' T')_{(A-1)} \times (n_f l_f j_f) : J_f T_f \right\rangle \quad (1)$$

В число состояний конечного ядра в (1) должны быть включены все состояния, имеющие генеалогическую связь с основным состоянием ядра-мишени:

$$\left| J_i T_i \right\rangle = \sum C_i^{J'T',j} \left| (J' E' T')_{(A-1)} \times (n_i l_i j_i) : J_i T_i \right\rangle \quad (2)$$

Коэффициенты C_i могут быть оценены следующим образом:

$$C_i = \sqrt{\frac{S_i}{\sum_i S_i}}, \quad (3)$$

где S_i – спектроскопический фактор прямой (p,d) реакции, приводящей к возникновению ядер ($A-1$) в основном и возбужденных состояниях.

Коэффициенты α – результат диагонализации гамильтониана на базисе ЧСКЯ.

Расчет структуры $E1$ -резонанса в изотопах титана проводился на основе спектроскопических данных прямых (p,d) реакций на ^{46}Ti , ^{48}Ti и ^{50}Ti [5]. Размерности базисов входных конфигураций, построенных на основе данных [5], приведены в таблице 1.

Таблица 1. Размерности базисов входных конфигураций.

^{46}Ti		^{48}Ti		^{50}Ti	
$T_{<}=1$	$T_{>}=2$	$T_{<}=2$	$T_{>}=3$	$T_{<}=3$	$T_{>}=4$
35	11	36	8	37	11

Согласно [5], во всех исследуемых изотопах титана наблюдаются отклонения от замкнутых оболочек. Так нейтронные числа заполнения оболочки $1f_{7/2}$ составляют 4.06, 4.81 и 5.11 для ^{46}Ti , ^{48}Ti и ^{50}Ti соответственно. Нейтронные числа заполнения оболочки $2p_{3/2}$ – 0.22, 0.15 и 0.26 для ^{46}Ti , ^{48}Ti и ^{50}Ti соответственно.

Исследование прямых реакций в четно-четных изотопах титана показало интересную особенность связи состояний ядра-мишени с состояниями конечного ядра. Если для изотопов ^{46}Ti и ^{50}Ti в результате (p,d) реакции велика вероятность образования дочернего ядра в основном состоянии, то для ^{48}Ti это не так. Квантовые числа основного состояния ^{47}Ti $J^p=5/2^-$. Согласно [5], относительная вероятность возбуждения этих состояний в ядре ^{47}Ti около 0.37. Таким образом, в дипольном расщеплении ^{48}Ti основное состояние ^{47}Ti играет малую роль, поэтому распад $E1$ -резонанса на основное состояние ^{47}Ti практически не идет, в то время как распад на второе возбужденное состояние идет с большой вероятностью.

Были получены волновые функции для $1^- T_{<}$ и $1^- T_{>}$ состояний ядер ^{46}Ti , ^{48}Ti и ^{50}Ti , на их основе рассчитаны формфакторы $E1$ электровозбуждения в «фототочке» ($q=\omega$) и оценены ширины распадов отдельных пиков по нейтронным каналам.

$$F_{E1,T_f}^2(q) = \left\langle \left\langle J_f^P = 1^-, T_f \left| \hat{T}_1^{el}(q) \right| J_i^P = 0^+, T_i \right\rangle \right\rangle^2; \quad (4)$$

Оператор $\hat{T}_1^{el}(q)$ содержит вклады, соответствующие взаимодействию реального либо виртуального фотона как с орбитальным, так и со спиновым токами ядра-мишени. В «фототочке» – для реального фотона – в возбуждении ядра проявляется лишь орбитальный ток:

На рисунках 1-3 показаны результаты расчета сечений фотоядерных реакций в трех четно-четных изотопах титана в сравнении с экспериментальными данными [1-3].

^{50}Ti с точки зрения модели оболочек является замкнутой $1f_{7/2}$ -структурой. Прямые реакции указывают на 65% заполнение этой нейтронной подоболочки и, таким образом, большую роль корреляций в основном

состоянии. Экспериментальное сечение в области энергий >19.1 МэВ является результатом сложения реакций (γ, n) и $(\gamma, 2n)$ с преобладанием второй реакции [5]. Показанная на рисунке теоретическая кривая является результатом расчета (γ, n) реакции.

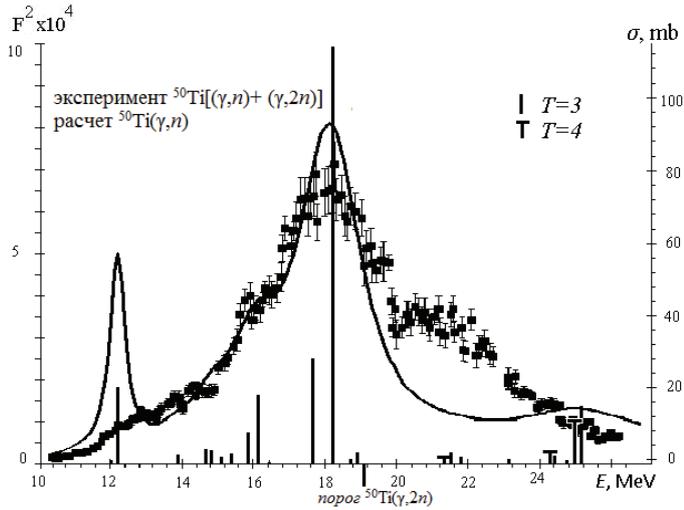


Рис. 1. Эффективное сечение реакции $^{50}\text{Ti}(\gamma, n)$. Экспериментальные данные [3].

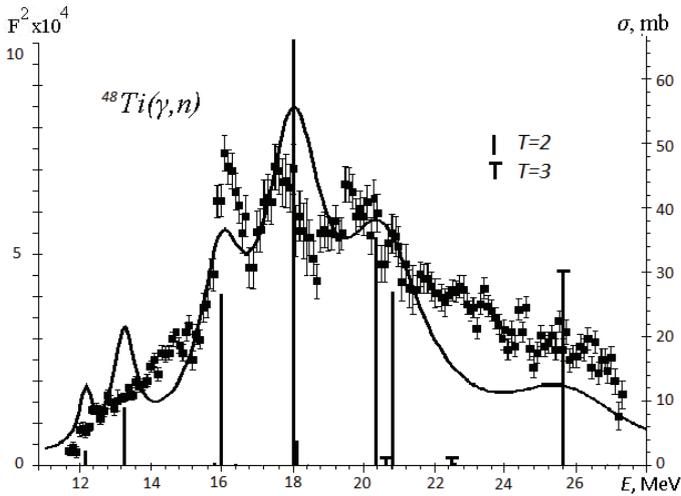


Рис. 2. Эффективное сечение реакции $^{48}\text{Ti}(\gamma, n)$. Экспериментальные данные [1].

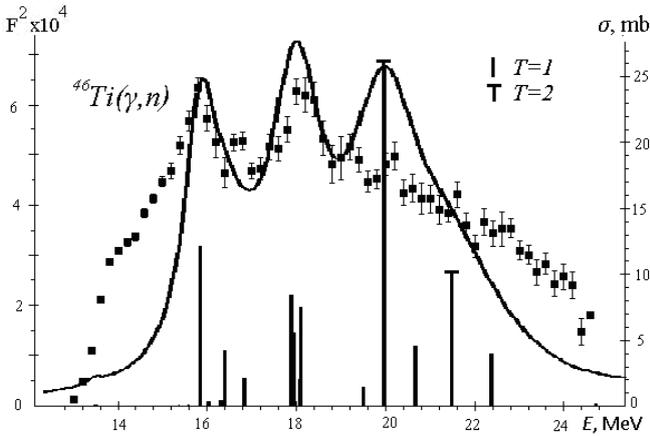


Рис.3. Эффективное сечение реакции $^{46}\text{Ti}(\gamma,n)$. Экспериментальные данные [2].

Анализ расчетов для ^{48}Ti и ^{46}Ti показали увеличение степени фрагментации по мере удаления от замкнутой (с точки зрения одночастичной оболочечной модели) оболочки. Расчет приблизительно воспроизводит соотношения ширин гигантского дипольного резонанса в ядрах ^{46}Ti , ^{48}Ti . Изоспиновое расщепление играет вторичную роль в формировании ширины резонанса, так как ширина максимальна у ^{46}Ti , который имеет наименьшее изоспиновое расщепление. Проведенный анализ показывает, что основным источником фрагментации резонансов является распределение дырочных состояний по состояниям конечных ядер.

Результаты расчета изоспинного расщепления $E1$ -резонансов в изотопах титана в сравнении с оценками работы [6] приведены в таблице 2.

Таблица 2. Оценка средневзвешенных энергий изоспиновых ветвей и изоспинного расщепления в изотопах титана

	^{46}Ti , $T_0=1$	^{48}Ti , $T_0=2$	^{50}Ti , $T_0=3$
$E_{\text{ср}}(T_-)$, МэВ	17.7	18.1	18.7
$E_{\text{ср}}(T_+)$, МэВ	20.0	23.6	25
$\Delta E_{\text{расчет}}$, МэВ	2.3	5.5	6.3
$\Delta E=60(T_0+1)/A$ [6]	2.6	3.75	4.8

Недооценка вероятностей (γ,n) -реакций в области энергий выше $E \approx 20$ МэВ возникает по двум причинам. Во-первых, при использованных в прямых реакциях [5] энергиях налетающих протонов вероятность дипольных переходов из глубоких подповерхностей оказывается недооцененной. Во-вторых, при заселении уровней дочерних ядер в этой области энергий растет вероятность вылета вторичных нейтронов.

Сравнение результатов расчета фоторасщепления ^{46}Ti , ^{48}Ti и ^{50}Ti с имеющимися экспериментальными данными показывает, что использование связи прямых реакций подхвата нуклона с «полупрямыми» резонансными реакциями позволяет получить реалистичные результаты.

- 1) R.Sutton, M.N.Thompson *et al* // Nucl.Phys. A.1980.V. 339. P.125
- 2) R.E.Pywell, M.N.Thompson // Nucl.Phys. A. 1979.V.318.P.461
- 3) R.E.Pywell, M.N.Thompson, R.A.Hicks // Nucl.Phys. A. 1979.V.325.P.116
- 4) N.G.Goncharova, N.P.Yudin //Phys. Lett. B. 1969.V.29.P.272
- 5) P.J.Plauger, E.Kashy // Nucl. Phys. A. 1970.V.152.P.609
- 6) R.O.Akyüz, S.Fallieros // Phys.Rev.Lett.1971.V.27.P.1016

ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЕ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР

С. Ю. Трошиев

Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ

E-mail: sergey.troschiev@googlemail.com

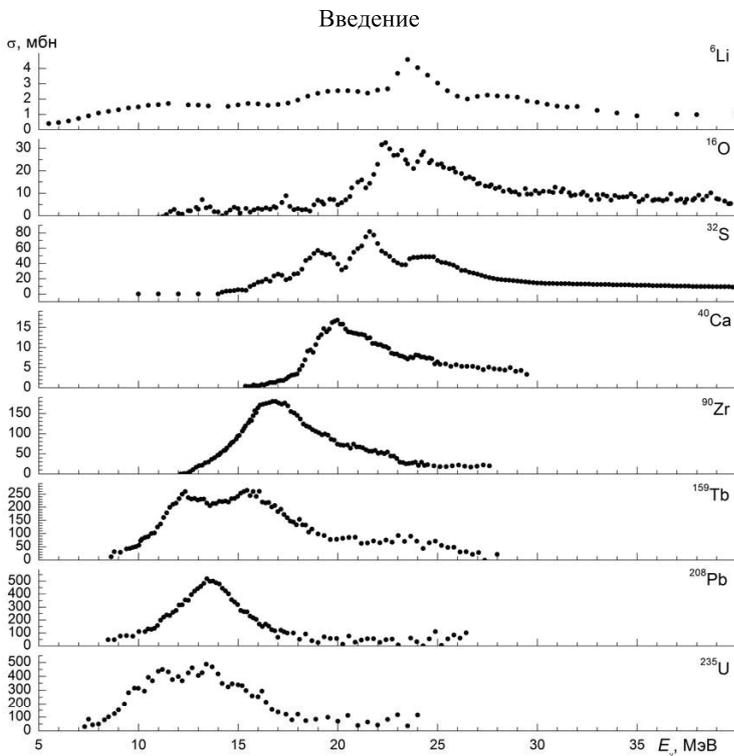


Рис. 1. Сечения фотопоглощения на ядрах ^6Li , ^{16}O , ^{32}S , ^{40}Ca , ^{90}Zr , ^{159}Tb , ^{208}Pb , ^{235}U .

Исследование взаимодействия фотонов с атомными ядрами продолжается несколько десятков лет, но, несмотря на это, многие принципиальные вопросы структуры и динамики атомных ядер остаются открытыми. Процесс возбуждения ДГР и его особенности: изоспиновое расщепление, конфигурационное расщепление, деформационное расщепление – исследованы сравнительно хорошо. Однако в области энергии на спаде ДГР ситуация изучена значительно хуже. Основная причина в том, что в этой области энергии преобладает распад возбужденного состояния ядра с испусканием нескольких нейтронов. Традиционно фотоядерные реакции в области ДГР исследовались в экспериментах с использованием нейтронных детекторов. Из-за низкой эффективности одновременной регистрации нескольких частиц в конечном состоянии фотоядерные реакции при энергии $E_\gamma \geq 20$ МэВ исследованы плохо, практически отсутствуют данные о реакциях с вылетом более трех нейтронов, а сечения реакций с вылетом двух нейтронов, измеренные в разных лабораториях, часто отличаются в 1.5–2 раза.

В настоящей работе изучаются фотоядерные реакции на пучках тормозных фотонов с энергией E_γ до 67.7 МэВ. При таких энергиях происходят реакции с вылетом до 7 нейтронов из ядра. Целью работы является получение новых экспериментальных данных о фотонуклонных реакциях на стабильных изотопах тантала, золота, ртути и свинца.

Методика эксперимента

Эксперимент по исследованию фотоядерных реакций в области ДГР проводился по гамма-активационной методике. Пучок электронов из разрезного микротрона RTM-70 [1] с энергией E^m попадал на вольфрамовую тормозную мишень, в которой генерировалось тормозное гамма-излучение. За тормозной мишенью располагался образец исследуемого вещества.

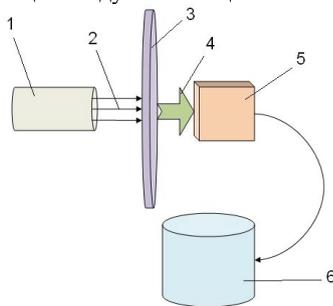


Рис. 1. Схема эксперимента. 1 – ускоритель, 2 – пучок электронов, 3 – тормозная мишень, 4 – гамма-излучение, 5 – исследуемый образец, 6 – HPGe детектор.

Под действием тормозных гамма-квантов в образце проходили фотонуклонные реакции. В результате некоторых реакций образовывались радиоактивные изотопы – происходила активация образца.

После облучения спектр наведенной активности образца измерялся детектором из сверхчистого германия. В измеренном спектре выделялись максимумы, образующиеся при регистрации гамма-квантов наведенной активности. Идентификация максимумов проводилась по их энергии и по скорости их уменьшения в спектрах остаточной активности.

Выход реакции $Y(E^{\max})$ связан со спектром тормозных фотонов, падающих на образец, $W(E, E^{\max})$ и сечением реакции $\sigma(E)$ соотношением

$$Y(E^{\max}) = k \int_0^{E^{\max}} \sigma(E) W(E, E^{\max}) dE,$$

где k – коэффициент, характеризующий массу и размер образца и ток ускорителя. В эксперименте выход реакции определялся соотношением

$$Y(E^{\max}) = \frac{\lambda A}{nI\varepsilon(1 - e^{-\lambda t_i})e^{-\lambda t_d}(1 - e^{-\lambda t_m})},$$

где λ – постоянная распада образующегося в реакции изотопа, n – процентное содержание исходных ядер в образце ε – эффективность регистрации германиевым детектором соответствующей гамма-линии в спектре остаточной активности образовавшихся изотопов [2], t_i – время облучения, t_d – время между концом облучения и началом измерения спектра, t_m – продолжительность измерения спектра, A – количество отсчетов детектора, соответствующих выбранной гамма-линии спектра остаточной активности образца, I – интенсивность линий в спектре гамма-квантов дочерних ядер, образующихся при бета-распадах продуктов реакций. При расчетах использовались интенсивности гамма-переходов [3]. Для каждого из образцов было проведено моделирование GEANT4 [4] и была рассчитана эффективность регистрации гамма-квантов с учетом самопоглощения в образце.

Анализ результатов

Измеренные выходы фотонуклонных реакций приведены в табл. 1–4. Все выходы нормировались на выходы соответствующих реакций: на изотопе ^{181}Ta на выход реакции $^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180\text{g.s.}}\text{Ta}$, на изотопе ^{197}Au на выход реакции $^{197}\text{Au}(\gamma, n)^{196}\text{Au}$, на изотопах ртути на выход реакции $^{196}\text{Hg}(\gamma, n)^{195}\text{Hg}$, на изотопах свинца на выход изотопа ^{203}Pb .

Табл. 1. Нормированные выходы фотонуклонных реакций на ядре ^{181}Ta . Указаны спины и четности продуктов реакций J_f^P . Спин-четность $^{181}\text{Ta } J_i^P = 7/2^+$.

Реакция	J_f^P	Выход Y						
		Облучение 1	Облучение 2	КМ [5]	TALYS [6]	[7]	[8]	[9]
$^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180g.s.}\text{Ta}$	1^+	1	1	1	0.93	1	1	1
$^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180m}\text{Ta}$	9^-				0.07			
$^{181}\text{Ta}(\gamma, 2n)^{179}\text{Ta}$	$7/2^+$	0.34 ± 0.07		0.29	0.32	0.42	0.24	0.37
$^{181}\text{Ta}(\gamma, 3n)^{178g.s.}\text{Ta}$	1^+	$(1.8 \pm 0.4) \cdot 10^{-2}$	$(2.0 \pm 0.4) \cdot 10^{-2}$	$2.4 \cdot 10^{-2}$	$2.7 \cdot 10^{-2}$		$2 \cdot 10^{-2}$	
$^{181}\text{Ta}(\gamma, 3n)^{178m}\text{Ta}$	(7^-)	$(5 \pm 1) \cdot 10^{-3}$	$(5 \pm 1) \cdot 10^{-3}$					
$^{181}\text{Ta}(\gamma, 4n)^{177}\text{Ta}$	$7/2^+$	$(1.7 \pm 0.5) \cdot 10^{-2}$	$(1.8 \pm 0.5) \cdot 10^{-2}$	$1.0 \cdot 10^{-2}$	$1.1 \cdot 10^{-2}$			
$^{181}\text{Ta}(\gamma, 5n)^{176}\text{Ta}$	(1^-)	$(5 \pm 1) \cdot 10^{-3}$	$(5 \pm 1) \cdot 10^{-3}$	$3.7 \cdot 10^{-3}$	$3.5 \cdot 10^{-3}$			
$^{181}\text{Ta}(\gamma, 6n)^{175}\text{Ta}$	$7/2^+$	$(1.4 \pm 0.3) \cdot 10^{-3}$	$(1.3 \pm 0.3) \cdot 10^{-3}$	$1.2 \cdot 10^{-3}$	$1.3 \cdot 10^{-3}$			
$^{181}\text{Ta}(\gamma, 7n)^{174}\text{Ta}$	3^+			$6 \cdot 10^{-5}$	$6 \cdot 10^{-5}$			
$^{181}\text{Ta}(\gamma, p)^{180g.s.}\text{Hf}$	0^+			$7 \cdot 10^{-3}$	$8 \cdot 10^{-4}$			
$^{181}\text{Ta}(\gamma, p)^{180m}\text{Hf}$	8^-	$(5 \pm 1) \cdot 10^{-4}$	$(5 \pm 1) \cdot 10^{-4}$		$3 \cdot 10^{-5}$			
$^{181}\text{Ta}(\gamma, pn)^{179g.s.}\text{Hf}$	$9/2^+$			$5 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-3}$			
$^{181}\text{Ta}(\gamma, pn)^{179m}\text{Hf}$	$25/2^-$	$(4 \pm 3) \cdot 10^{-5}$						

Табл. 2. Относительные выходы фотонейтронных реакций на ^{199}Au .

Реакция	Выход реакции		
	$(\gamma, 2n)^{195}\text{Au}$	$(\gamma, 3n)^{194}\text{Au}$	$(\gamma, 1n)^{196m2}\text{Au}$
наст. раб.	0.17 ± 0.03	$(1.3 \pm 0.5) \cdot 10^{-3}$	$(5 \pm 1) \cdot 10^{-4}$
теор. [5]	0.15	$2.0 \cdot 10^{-3}$	
эсп. [10]	0.12	$1.2 \cdot 10^{-3}$	
эсп. [11]	0.18		
оцен. [12]	0.14	$1.4 \cdot 10^{-3}$	

Исследование фотонуклонных реакций на изотопах ртути позволило сравнить выходы реакций (γ, n) на соседних изотопах. Согласно комбинированной модели, сечения реакций (γ, n) в области ДГР практически не отличаются на соседних изотопах Hg, поэтому рассчитанные выходы совпадают с точностью 10%. Однако измеренные выходы реакций (γ, n) на изотопах $^{196}, ^{198}, ^{204}\text{Hg}$ равняются соответственно 1, 1.36 и 1.22 для $E^{\max} = 19.5$ МэВ и 1, 1.42 и 1.16 для $E^{\max} = 29.1$ МэВ (табл. 1–4). Отклонение от рассчитанных на основе комбинированной модели выходов превышает величину погрешности эксперимента. Это отклонение может быть объяснено неточностью в описании сечения реакции (γ, n) в области от порога реакции до максимума ДГР в комбинированной модели. За счет того, что в тормозных пучках с максимальными энергиями $E^{\max} = 19.5$ МэВ и $E^{\max} = 29.1$ МэВ фотонов с энергиями ~ 10 МэВ в 2–5 раз больше, чем фотонов с энергиями ~ 15 МэВ, даже малое отклонение в определении сечения реакции в этой энергетической области может приводить к значительным ошибкам в рассчитанном выходе.

Табл. 3. Измеренные и рассчитанные в рамках модели [5] выходы фотоядерных реакций на стабильных изотопах Hg.

Начальное ядро	Реакция	Конечное ядро	Спин, четность J^π		Выход реакции					
			Начальное ядро	Конечное ядро	Эксперимент		Расчет [5]			
					Осн. сост.	Изомер. сост.	$E^{\max} = 19.5$ МэВ	$E^{\max} = 29.1$ МэВ	$E^{\max} = 19.5$ МэВ	$E^{\max} = 29.1$ МэВ
^{204}Hg	(γ, n)	^{203}Hg	0^+				1.22 ± 0.24	1.16 ± 0.23	1.05	0.99
^{200}Hg	(γ, n)	^{199}Hg	0^+	1/2 ⁻					1.06	1.10
		^{199m}Hg			13/2 ⁺	0.087 ± 0.018	0.085 ± 0.017			
^{198}Hg	(γ, n)	^{197}Hg	0^+	1/2 ⁻			1.26 ± 0.26	1.27 ± 0.29	1.02	1.01
		^{197m}Hg			13/2 ⁺	0.10 ± 0.02	0.15 ± 0.03			
^{196}Hg	(γ, n)	^{195}Hg	0^+	1/2 ⁻			0.90 ± 0.17	0.88 ± 0.20	1	1
		^{195m}Hg			13/2 ⁺	0.10 ± 0.03	0.12 ± 0.03			
^{202}Hg	(γ, p)	^{201}Au	0^+	3/2 ⁺			$< 10^{-4}$	$(1.4 \pm 0.7)10^{-3}$	$5 \cdot 10^{-5}$	$7 \cdot 10^{-4}$
^{201}Hg	(γ, p)	^{200}Au	3/2 ⁻	1(0)			$(2.3 \pm 0.6)10^{-4}$	$(2.4 \pm 0.5)10^{-3}$	$0.7 \cdot 10^{-4}$	$8.4 \cdot 10^{-4}$
		^{200m}Au		12 ⁻	$< 4 \cdot 10^{-6}$	$< 10^{-5}$				
^{200}Hg	(γ, p)	^{199}Au	0^+	3/2 ⁺			$(4.6 \pm 1)10^{-4}$	$(2.8 \pm 0.6)10^{-3}$	$1.0 \cdot 10^{-4}$	$1.1 \cdot 10^{-3}$
^{199}Hg	(γ, p)	^{198}Au	1/2 ⁻	2 ⁻			$(3.9 \pm 0.8)10^{-4}$	$(2.7 \pm 0.5)10^{-3}$	$1.5 \cdot 10^{-4}$	$1.3 \cdot 10^{-3}$
		^{198m}Au			(12 ⁻)	$< 1 \cdot 10^{-6}$	$< 10^{-5}$			
^{198}Hg	(γ, n + p)	^{196}Au	0^+	2 ⁻			$< 2 \cdot 10^{-6}$	$(6 \pm 2)10^{-5}$	10^{-9}	$7 \cdot 10^{-4}$

Табл. 4. Измеренные и рассчитанные [5] суммарные выходы продуктов фотонуклонных реакций на естественной смеси изотопов Pb. Выходы нормированы на выход изотопа ^{203}Pb . Указано разделение каналов образования конечных изотопов в результате фотонуклонных реакций на различных начальных изотопах, основанное на расчете в рамках комбинированной модели [5].

Изотоп, образующийся в результате фотонуклонных реакций	Суммарный выход Y_f , эксп.	Суммарный выход Y_f , [5]	Доля полного выхода, обусловленная реакцией на начальном стабильном изотопе			
			^{204}Pb	^{206}Pb	^{207}Pb	^{208}Pb
^{203}Pb	1	1	0.68	0.19	0.07	0.05
^{201}Pb	$3.9 \cdot 10^{-2}$	$3.9 \cdot 10^{-2}$	0.264	0.658	0.076	0.002
^{200}Pb	$7.9 \cdot 10^{-3}$	$9.2 \cdot 10^{-3}$	0.535	0.458	0.007	< 0.001
^{202}Tl	$1.1 \cdot 10^{-2}$	$0.57 \cdot 10^{-2}$	0.279	0.623	0.094	0.004
^{202m}Pb	$6.9 \cdot 10^{-3}$					
^{204m}Pb	$3.8 \cdot 10^{-2}$					

Проведенные в настоящей работе эксперименты по измерению выходов фотонуклонных реакций различной множественности на изотопах ^{181}Ta и ^{197}Au позволяют косвенным образом оценить измеренные сечения этих реакций. В обоих случаях выходы, рассчитанные на основе сечений, измеренных в лаборатории в Ливерморе, оказываются больше, чем выходы, рассчитанные на основе сечений, измеренных в лаборатории в Саклэ. Измеренные в настоящей работе значения выходов реакций $^{181}\text{Ta}(\gamma, 2n)$ и $^{197}\text{Au}(\gamma, 2n)$ лежат между значениями выходов, рассчитанными на основе данных Саклэ и Ливермора. В

случае реакции $^{197}\text{Au}(\gamma, 2n)$ измеренный выход равен 0.17 и практически точно подтверждает данные Ливермора (0.18). Измеренный выход реакции $^{181}\text{Ta}(\gamma, 2n)$ равен 0.34 и отличается от данных Ливермора (0.42) и Саклэ (0.24) приблизительно на 30%. В работе [9] проведена оценка экспериментально измеренных сечений фотонуклонных реакций на ядре ^{181}Ta . Выход, рассчитанный на основе оцененных данных, равен 0.29, что в пределах погрешности соответствует измеренному выходу. Таким образом, эксперимент по измерению остаточной активности косвенно подтверждает оценку [9].

Измеренные выходы реакций $^{181}\text{Ta}(\gamma, 3n)$ и $^{197}\text{Au}(\gamma, 3n)$ в пределах погрешности совпадают с выходами, рассчитанными на основе данных Саклэ. Сечения реакции $(\gamma, 3n)$ для исследуемых в настоящей работе ядер не были измерены в Ливерморе.

Исследование протонного канала распада ДГР, проведенное при помощи методики измерения остаточной активности, а также основанное на данных других работ и на результатах теоретических расчетов, подтвердило решающую роль изоспинового расщепления ДГР для возможности фотопротонных реакций в тяжелых ядрах, так как распад T_z -компоненты ДГР возможен лишь с вылетом протона. Указанием на это является сравнение измеренных экспериментально и рассчитанных сечений и выходов фотопротонных реакций на тяжелых ядрах: расчет выходов фотопротонных реакций на изотопах ртути при максимальной энергии тормозного спектра 29.1 МэВ в комбинированной модели, учитывающей изоспиновое расщепление ДГР, предсказывает, что доля фотопротонного канала реакции составляет $\sim 10^{-3}$, что хорошо согласуется с экспериментально измеренными выходами.

Табл. 5. Выходы основных и изомерных состояний в фотонуклонных реакциях.

Начальное ядро	Реакция	E^{max} , МэВ	Конечное ядро	J_i^P	J_f^P	Выход	Изомерное отношение
^{181}Ta	$(\gamma, 3n)$	67.7	$^{178g.s.}\text{Ta}$	$7/2^+$	1+	0.018	0.28
			^{178m}Ta		7-	0.005	
^{197}Au	(γ, n)	29.1	$^{196g.s.}\text{Au}$	$3/2^+$	2-	≈ 1	0.0005
			^{196m}Au		12-	0.0005	
^{198}Hg	(γ, n)	19.5	$^{197g.s.}\text{Hg}$	0^+	1/2	1.26	0.08
			^{197m}Hg		$13/2^+$	0.1	
^{196}Hg	(γ, n)	19.5	$^{195g.s.}\text{Hg}$	0^+	1/2	0.9	0.11
			^{195m}Hg		$13/2^+$	0.1	
^{198}Hg	(γ, n)	29.1	$^{197g.s.}\text{Hg}$	0^+	1/2-	1.27	0.12
			^{197m}Hg		$13/2^+$	0.15	
^{196}Hg	(γ, n)	29.1	$^{195g.s.}\text{Hg}$	0^+	1/2	0.88	0.14
			^{195m}Hg		$13/2^+$	0.12	

В настоящей работе наблюдалось образование одновременно и основных, и изомерных состояний ядер в четырех фотонуклонных реакциях: $^{181}\text{Ta}(\gamma, 3n)$, $^{197}\text{Au}(\gamma, n)$, $^{198}\text{Hg}(\gamma, n)$, $^{196}\text{Hg}(\gamma, n)$. Спины и четности начальных и конечных ядер, а также выходы соответствующих реакций и изомерные отношения приведены в табл. 5. Полученные данные полностью подтверждают сильную связь между

спинами начального ядра и образующегося изомера и вероятностью образования этого изомера. При больших значениях разности спинов вероятность образования изомера сразу после вылета нейтронов реакции чрезвычайно мала, так как из-за центробежного барьера нейтрон, как правило, уносит из ядра сравнительно небольшой орбитальный момент. Поэтому в таком случае изомер образуется главным образом в результате каскадов гамма-переходов из высоко лежащих возбужденных состояний ядра-продукта, образующихся сразу после фотонейтронной реакции.

Заключение

Впервые измерены спектры гамма-квантов распада ядер, образующихся при облучении естественной смеси изотопов Та тормозным пучком с $E^{\max} = 67.7$ МэВ, изотопа ^{197}Au тормозным пучком с $E^{\max} = 29.1$ МэВ, естественной смеси изотопов Hg тормозными пучками с $E^{\max} = 19.5$ и 29.1 МэВ и естественной смеси изотопов Pb тормозным пучком с $E^{\max} = 67.7$ МэВ. На основе измеренных спектров остаточной активности впервые получены выходы 28 фотоядерных реакций.

Проведено сравнение полученных экспериментальных данных с результатами расчетов по современным теоретическим моделям описания фотоядерных реакций и с результатами известных экспериментальных работ по измерению сечений фотоядерных реакций в области ДГР. Была оценена надежность разделения фотонуклонных реакций различной множественности в экспериментах на пучках квазимонохроматических фотонов.

В реакциях $^{181}\text{Ta}(\gamma, 3n)$, $^{197}\text{Au}(\gamma, n)$, $^{198}\text{Hg}(\gamma, n)$, $^{196}\text{Hg}(\gamma, n)$ наблюдалось образование ядер-продуктов в основном и в изомерном состояниях. Показана связь полученных изомерных отношений для этих реакций со спинами начальных ядер и ядер-продуктов.

1. Shvedunov V. I., Ermakov A. N., Gribov I. V. // Nucl. Instrum. Methods in Phys. Research A **550**, P. 39 (2005).
2. С. Ю. Трошиев, в сб.: *Труды X межвузовской научной школы молодых специалистов "Концентрированные потоки энергии в космической технике, электронике, экологии и медицине"*, Москва, 2009, под ред. Б. С. Ишханова и Л. С. Новикова (Книжный дом Университет (КДУ), Москва, 2009), с. 174.
3. Nuclear wallet cards. National Nuclear Data Center (<http://www.nndc.bnl.gov/>)
4. S. Agostinelli, J. Allison, K. Amako, *et al.*, Nucl. Instrum. Methods A **506**, 250 (2003).
5. Ишханов Б. С., Орлин В. Н. // ЯФ **74**. С. 21 (2011).
6. A. J. Koning, S. Hilaire and M. C. Duijvestijn, in *Proceedings of the International Conference on Nuclear Data for Science and Technology, Nice, France, Apr. 22–27, 2007*, Ed. by O. Bersillon, F. Gunsing, E. Bauge *et al.* (EDP Sciences, 2008), p. 211.
7. Bramblett R. L., Caldwell J. T., Auchampaugh G. F., Fultz S. C. // Phys. Rev. **129**, P. 2723 (1963).
8. Bergere R., Beil H., Veysiere A. // Nucl. Phys. A **121**, P. 463 (1968).
9. Варламов В. В., Песков Н. Н., Руденко Д. С., Степанов М. Е. // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы. № 1-2. С. 48 (2003).
10. Veysiere A., Beil H., Bergere R., *et al.* // Nucl. Phys. A **159**, C. 561 (1970).

1. Fultz S. C., Bramblett R. L., Caldwell T. J., et al. // Phys. Rev. **127**, С. 1273 (1962).
2. Варламов В. В., Ишханов Б.С., Орлин В. Н., Трошиев С. Ю. // Изв. РАН. Сер. физ. **74**, С. 874 (2010).

О РОЛИ СВОБОДНЫХ РАДИКАЛОВ В БИОЛОГИЧЕСКОМ ДЕЙСТВИИ РАДИАЦИИ

О.И. Василенко*, Г.В. Петрунькин

*Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова,
Физический факультет*

*E-mail: vasilenko@depni.sinp.msu.ru

Проблема соотношения вкладов прямого и косвенного воздействия излучения в радиобиологический эффект до сих пор остается одной из наиболее актуальных проблем радиобиологии. Существует ряд математических моделей, позволяющих описать прямое воздействие радиации на биологические структуры. Среди них наиболее разработанной является теория мишеней [1,2]. В то же время задача построения моделей, описывающих косвенное воздействие радиации на клетки, в общем виде до сих пор не решена. Под косвенным воздействием обычно подразумевается повреждение клетки свободными радикалами, образующимися в результате радиоллиза [3]. Известно, что даже в отсутствии облучения молекула ДНК испытывает примерно 8000 повреждений в час за счет наличия в клетке некоторой равновесной концентрации свободных радикалов химического происхождения (в первую очередь, это радикалы H^* , OH^* , HO_2^*) [4]. При этом репарационные механизмы позволяют клетке справляться с этими повреждениями. Под действием ионизирующего излучения возможно образование дополнительных свободных радикалов (например, в результате диссоциации возбужденных молекул воды $H_2O \rightarrow H_2O^* \rightarrow H^* + OH^*$) [5].

Нами разработана математическая модель, позволяющая описать динамику изменения числа свободных радикалов в клетке при радиационном воздействии на нее. Она базируется на стохастическом подходе, изложенном в [6], [7]. Эволюция числа радикалов каждого типа в модели описывается уравнением вида

$$\frac{dN_i}{dt} = \lambda - \alpha N_i - \kappa N_i^2 - \sum_{j \neq i} \kappa_{ij} N_i N_j. \quad (1)$$

Первый член этого уравнения соответствует образованию свободных радикалов в ходе радиоллиза, второй член отвечает за взаимодействия свободных радикалов с внутриклеточными структурами такими как, например, молекулы ДНК. Такие взаимодействия приводят в конечном счете к наблюдаемому радиобиологическому эффекту. Третий и четвертый члены описывают взаимодействия свободных радикалов между собой. Видно, что учет межрадикальных взаимодействий делает модель нелинейной.

Общее число уравнений типа (1) определяется числом образующихся при радиоллизе свободных радикалов. В простейшем случае, когда образуется только одна разновидность радикалов, решение может быть найдено в аналитическом виде

$$N(t) = \frac{1}{2} \cdot \frac{-\alpha + \tanh\left(\frac{1}{2}t\sqrt{4\lambda\kappa + \alpha^2} + \frac{1}{2}c\sqrt{4\lambda\kappa + \alpha^2}\right)\sqrt{4\lambda\kappa + \alpha^2}}{\kappa}. \quad (2)$$

Видно, что число радикалов монотонно возрастает и со временем выходит на насыщение. С физической точки зрения это означает, что система достигла состояния динамического равновесия между процессами образования радикалов в ходе радиолиза и их убылью в результате взаимодействия друг с другом и с внутриклеточными структурами.

Теперь рассмотрим случай, когда в клетке до облучения имеется равновесная концентрация некоторого типа радикалов (например, это могут быть радикалы химического происхождения). Также будем полагать, что в результате радиолиза образуется еще два типа радикалов. Тогда изменение со временем числа свободных радикалов каждого типа описывается следующей системой дифференциальных уравнений

$$\begin{cases} \frac{dN_1}{dt} = \lambda_1 - \alpha_1 N_1 - \kappa_{11} N_1^2 - \kappa_{12} N_1 N_2 - \kappa_{13} N_1 N_3, \\ \frac{dN_2}{dt} = \lambda_2 - \alpha_2 N_2 - \kappa_{22} N_2^2 - \kappa_{12} N_1 N_2 - \kappa_{23} N_2 N_3, \\ \frac{dN_3}{dt} = c - \alpha_3 N_3 - \kappa_{33} N_3^2 - \kappa_{13} N_1 N_3 - \kappa_{23} N_2 N_3, \end{cases} \quad (3)$$

где c — некоторая константа, отвечающая за нерадиационное образование радикалов третьего типа. Начальные условия имеют вид $N_1(0) = 0$, $N_2(0) = 0$, $N_3(0) = N_3^0 > 0$, где N_3^0 — равновесное значение свободных радикалов нерадиационного происхождения. Величина N_3^0 не задается произвольно, а определяется из условия $dN_3 / dt(0) = 0$, которое приводит к квадратному уравнению

$$c - \alpha_3 N_3^0 - \kappa_{33} (N_3^0)^2 = 0. \quad (4)$$

На рис. 2,3 изображены решения системы (3) при различных значениях свободных параметров. Видно, что в обоих случаях число радикалов первого и второго типа монотонно возрастает от нуля до некоторой константы, а число радикалов третьего типа, наоборот, постоянно уменьшается и со временем выходит на насыщение. Однако с точки зрения радиобиологического эффекта нас интересует не столько поведение со временем числа каждого типа радикалов в отдельности,

сколько динамика общего их числа. Хорошо видно, что сразу после начала облучения наблюдается увеличение общего числа радикалов (на графиках отчетливо виден характерный всплеск). Однако по прошествии некоторого времени общее число радикалов выходит на постоянное значение, которое может оказаться как больше равновесного значения N_3^0 (рис. 1), так и меньше него (рис. 2).

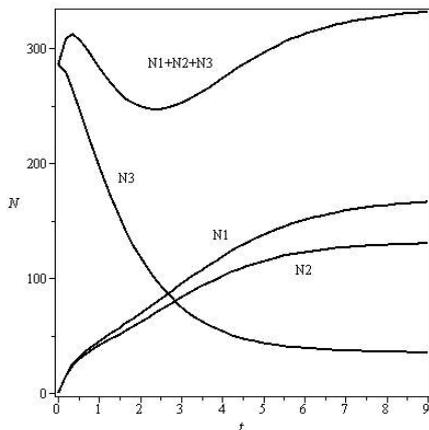


Рис 1. Увеличение общего числа свободных радикалов в клетке под действием облучения

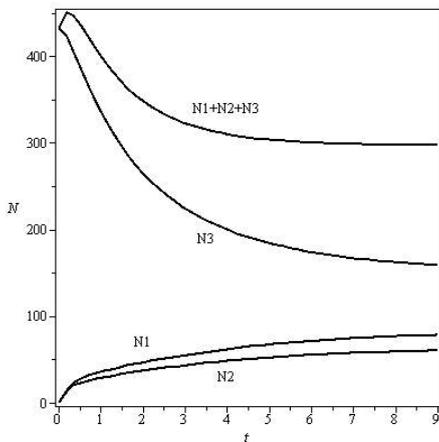


Рис 2. Уменьшение общего числа свободных радикалов в клетке под действием облучения

Возможность уменьшения суммарного числа свободных радикалов в клетке является основным результатом проведенного численного исследования модели. Мы предполагаем, что данный эффект может объяснить положительное воздействие малых доз радиации, наблюдающееся экспериментально.

1. К.Г.Циммер. Проблемы количественной радиобиологии. М.: Госатомиздат, 1962.
2. Ю.Г.Капульевич. Количественные закономерности лучевого поражения клеток. М.: Атомиздат, 1978.
3. Ю.Б.Кудряшов. Радиационная биофизика (ионизирующее излучение). М.: Физматлит, 2004.
4. Л. А. Буддаков. О рисках лучевого и нелучевого воздействия. //Энергия: экономика, техника, экология, 2003, №1.
5. Barilla J., Locajicek M., Simr P. Mathematical model of DSB formation by ionizing radiation, arXiv:0801.4880 [physics.bio-ph].
6. О. И. Василенко. “Радиобиологическая теория мишеней с учётом косвенных эффектов действия радиации.” // Труды XI межвузовской научной школы молодых специалистов "Концентрированные потоки энергии в космической технике, электронике, экологии и медицине", Москва, МГУ, 22–23 ноября 2010 г. М.: МГУ 2010, С. 61–63.
7. О. И. Василенко. “Теория мишеней с учётом прямых и косвенных эффектов действия радиации.”// III Евразийский конгресс по медицинской физике и инженерии. "МЕДИЦИНСКАЯ ФИЗИКА – 2010". 21-25 июня 2010 г. Сборник материалов. Москва, 2010.

ВОЗДЕЙСТВИЕ АЛЬФА-ЧАСТИЦ ИЗ 120-СМ ЦИКЛОТРОНА НИИЯФ МГУ НА ЭРИТРОЦИТЫ МЛЕКОПИТАЮЩИХ

А.А. Байжуманов¹, А.П. Кайнова², Е.Ю. Паршина¹, З.М. Рахбанова¹, В.В. Хабатова¹

¹ Биологический факультет МГУ, г. Москва,

² НИИ ядерной физики имени Д.В. Скобельцына МГУ, г. Москва

E-mail: wg2@anna19.sinp.msu.ru

Планы создания базы на Луне и межпланетный полет (марсианская экспедиция) предполагают длительное нахождение биоорганизмов в условиях повышенного уровня ионизирующей космической радиации – солнечных и галактических космических лучей (ГКЛ). В состав ГКЛ входят высокоэнергетичные (релятивистские) ядра, в том числе с большими атомными номерами. Известно, что тяжелые ионы (ТИ) обладают повышенным радиобиологическим действием, и могут представлять опасность при осуществлении дальних и длительных космических полетов (1).

Имеющийся в НИИЯФ МГУ 120 – см циклотрон позволяет моделировать

воздействие ТИ ГКЛ, по крайней мере, частично (2). Альфа-частицы с энергией 30 МэВ, получаемые в ускорителе, имеют величины линейной передачи энергии (ЛПЭ) близкие к тем, которые имеют ядра ГКЛ группы углерода-кремния. Однако существенное отличие их от ГКЛ состоит в относительно малом пробеге (1,5 и 0,7 мм для дейтронов и альфа-частиц в воде, соответственно), что предъявляет особые требования к размерам используемых биологических объектов.

На 120-см циклотроне НИИЯФ МГУ с целью моделирования ионизирующего воздействия галактических космических лучей на биообъекты изучали воздействие α -частиц на структурную целостность мембран эритроцитов крыс, их морфологию и состояние гемоглобина.

Общая схема установки приведена на рис. 1. Пучок альфа-частиц из циклотрона (1) проходил по ионопроводу (4) через квадрупольные линзы (2), отклоняющий магнит (3), защитную стену (5), и далее через систему диафрагм (7) и вакуумный клапан (6) выходил из окна (8) ионопровода на воздух и попадал на рабочую кювету или капилляр (10).

В качестве окна на фланце ионопровода использовалась алюминиевая фольга толщиной 50 мкм. Предусмотрена возможность коллимирования пучка сменными диафрагмами (9) различной конфигурации.

Мониторирование пучка осуществлялось измерением величины заряда, попадающего на диафрагму и кювету, изолированные от «земли». Использовали интегратор тока с чувствительностью 2×10^{-4} мкКл/имп. и пересчетный прибор. Точность определения величины поглощенной дозы оценивалась в 30%.

Облучение крови крысы проводилось в специально изготовленной кольцеобразной кювете с внешним и внутренним диаметром 60 мм и 20 мм, соответственно. Кювета состояла из двух одинаковых фигурных колец толщиной по 15 мм, соединенных болтами, и уплотняющим тефлоновым кольцом между ними. В центральной части кюветы между двумя лавсановыми пленками толщиной 20 мкм, натянутыми на внутреннюю часть дюралевых колец кюветы, находилась реакционная смесь. Зазор между пленками составлял от 0.7 до 1.0 мм. Кювету наполняли суспензией при помощи шприца через специальное отверстие. Наполненную кювету помещали за «окном» ионопровода на расстоянии 5 см.

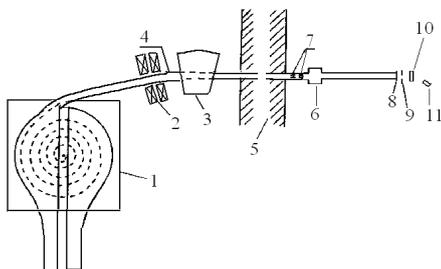


Рис. 1. Схема установки: 1 – циклотрон, 2 – квадрупольные линзы, 3 – отклоняющий магнит, 4 – ионопровод, 5 – защитная стена, 6 – вакуумный клапан, 7 – диафрагмы, 8 – окно ионопровода, 9 – сменная диафрагма, 10 – рабочая кювета, 11 – веб-камера.

Размещение некоторых элементов установки более детально и наглядно показано на рис. 2.

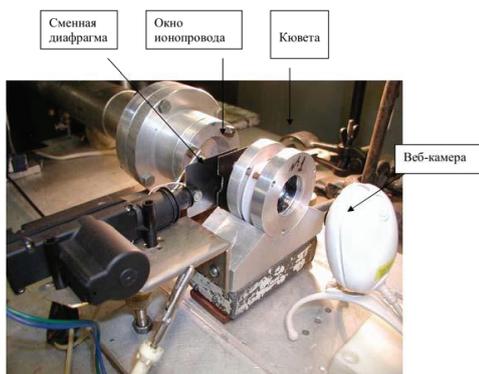


Рис. 2. Общий вид установки (фото)

Потери энергии альфа-частиц в «окне» ионопровода, слое воздуха и лавсановой пленке составляли 4.3 МэВ, так что энергия альфа-частиц на внутренней поверхности лавсановой пленки была 26.2 МэВ. Величина линейной передачи энергии (ЛПЭ) альфа-частиц с такой энергией составляет около 25 кэВ/мкм воды и растет по мере замедления частиц в растворе примерно на порядок. Таким образом, значение ЛПЭ частиц на входе в кювету близко к величине ЛПЭ релятивистских ядер группы неона–магния галактических космических лучей, что позволяет моделировать их воздействие на объект.

После облучения крови крысы определяли ряд показателей антиоксидантного статуса крови после облучения: определение общей

супероксиддисмутазной (СОД) активности, количество небелковых тиолов (НТ), а также количества церулоплазмينا (ЦП) и ТБК-активных продуктов (ТБК-АП) в плазме крови. Проводили исследование интенсивности гемолиза, гематокрита, изменения морфологии эритроцитов и конформации гемопорфирина гемоглобина.

При облучении в дозе 25 кГр цельной крови наблюдается значительный гемолиз, а также достоверное снижение НТ и активности СОД в крови, при облучении плазмы крови наблюдается снижение количества ЦП и значительное увеличение ТБК-АП (рис.3). Такие изменения свидетельствуют о нарушении мембран эритроцитов, сопровождающихся выраженным изменением антиоксидантного статуса крови.

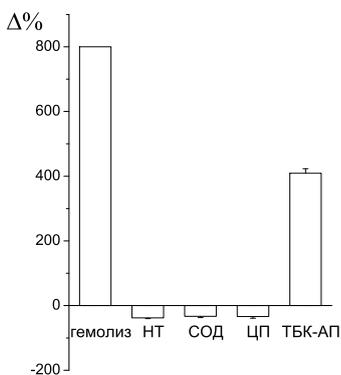


Рис.3. Изменения гемолиза и показателей антиоксидантного статуса крови относительно контроля при облучении цельной крови (гемолиз, НТ, СОД) и плазмы крови (ЦП, ТБК-АП) в дозе 25 кГр.

$$\Delta\% = (\text{опыт} - \text{контроль}) * 100 / \text{контроль}$$

Для выявления механизмов воздействия альфа-частицы на мембраны эритроцитов исследовали зависимость гемолиза от дозы облучения. Показано, что с увеличением дозы интенсивность гемолиза увеличивается с последующим выходом на плато (рис.4).

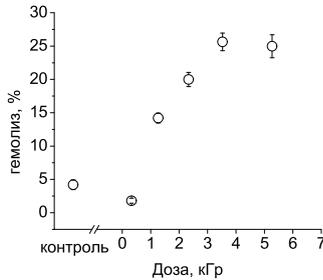


Рис.4. Зависимость степени гемолиза от дозы облучения.

Полученные результаты позволяют предположить, что разрушению эритроцитов в ходе действия альфа-частиц предшествует изменение их объема, а следовательно можно ожидать изменения формы клеток. Исследование влияния облучения альфа-частицами на форму эритроцитов показало, что, в то время как в исходной крови преобладают клетки в форме эхиноцитов – измененные формы, образующиеся в процессе приготовления препарата крови и в ходе инкубации крови в кювете, облучение приводит к переходу клеток в форму дискоцитов и стоматоцитов, а также к появлению сфероцитов, являющихся предлитической формой эритроцитов (рис.5). Исследование зависимости изменения морфологии эритроцитов от дозы облучения показало, что количество стоматоцитов увеличивается с ростом дозы облучения (рис.6). Изменение формы, предположительно, происходит за счет перераспределения фосфолипидов между монослоями мембраны эритроцита.

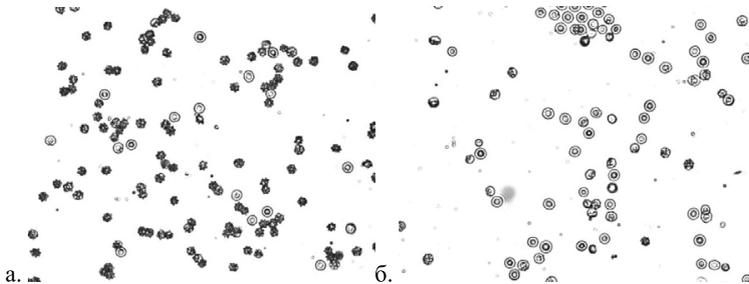


Рис.5. Фотографии морфологических форм эритроцитов в контроле (а) и после облучения альфа-частицами в дозе 15 кГр (б). При облучении появляется большое количество набухших клеток и клеток в форме стоматоцитов.

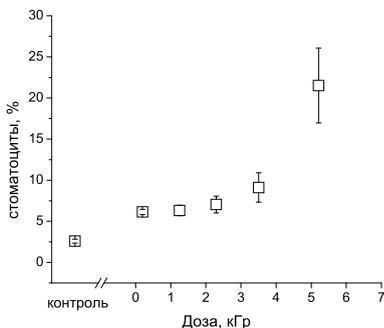


Рис.6. Зависимость содержания стоматоцитов в крови от дозы облучения.

Поскольку действие альфа-частиц вызывает существенное изменение формы эритроцитов и, по-видимому, их объема, а также приводит к разрушению их мембраны, можно предположить, что изменения затрагивают также и внутриклеточное содержимое. Для того, чтобы исследовать влияние альфа-излучения на гемоглобин эритроцитов регистрировали спектры комбинационного рассеяния гемопорфирина гемоглобина. Показано, что облучение в широком диапазоне доз приводит к снижению содержания оксигемоглобина при увеличении дозы от 0.2 до 2.3 кГр и последующему увеличению содержания оксигемоглобина при увеличении дозы от 2.3 до 5.2 кГр, при этом сродство гемоглобина к кислороду достоверно не изменяется.

ВЫВОДЫ

Показано, что облучение крови крыс альфа-частицами энергией 30 МэВ в широком диапазоне доз вызывает изменение антиоксидантного статуса крови, гемолиз, изменение формы эритроцитов, изменения содержания оксигемоглобина. Полученные эффекты зависят от дозы облучения.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке программы развития приоритетных направлений МГУ.

1. Невгодина Л.В., Григорьев Ю.Г., Маренный А.М. Действие тяжелых ионов на биологические объекты. М.: Энергоатомиздат. 1990.
2. E.F.Kir'yanov *et al.*, 6-th International Conference ICNRP'07, 4-7 June, 2007, Almaty, Kazakhstan, due to NNCKR, 2007, P. 647-648.
3. Козлова Е.К., Черняев А.П. Влияние ионизирующего излучения (пучок ускоренных электронов и УФ излучение) на кинетику гемолиза эритроцитов, Препринт НИИЯФ МГУ-2002-23/707.

ЗАВИСИМОСТЬ ПОРОГА ИНИЦИИРОВАНИЯ ВОЛНОВОГО ПРОЦЕССА В РЕАКЦИИ БЕЛОУСОВА- ЖАБОТИНСКОГО ОТ МОЩНОСТИ ПОГЛОЩЕННОЙ ДОЗЫ АЛЬФА-ЧАСТИЦ С ЭНЕРГИЕЙ 30 МэВ

А.П. Кайнова, А.В. Кузьмич, А.Б. Приселкова

НИИЯФ МГУ

НИИ ядерной физики имени Д.В.Скобельцына МГУ имени М.В.Ломоносова

wg2@anna19.sinp.msu.ru

Введение

Как известно, явления, возникающие в ходе химических автоколебательных реакций, моделируют многие процессы самоорганизации, происходящие в живых системах. Они, по-видимому, являются существенной частью таких феноменов, как распространение мышечного сокращения, свёртывание крови, реакция гликолиза и т.д. [см. ссылки в 1]. Таким образом, подвергая внешнему воздействию систему, в которой происходит химическая колебательная реакция, (например, реакция Белоусова-Жаботинского (БЖ)), можно моделировать и в какой-то степени прогнозировать результат этого воздействия на биологические системы. В литературе описаны два эксперимента по воздействию жёсткого электромагнитного излучения на протекание реакции БЖ (см. ссылки в 1). В этих экспериментах наблюдалось полное подавление автоколебаний во всем объеме при облучении гамма- квантами из источника ^{60}Co . Возникновение центров образования волн не отмечалось.

Инициирование волнового процесса в реакции БЖ локальным воздействием пучка частиц из циклотрона впервые наблюдалось нами в [1]. Была получена оценка порога инициирования этого процесса.

В настоящей работе рассматриваются зависимость порога инициирования волнового процесса от интенсивности пучка альфа частиц с энергией 30 МэВ из 120-см циклотрона НИИЯФ МГУ.

Методика эксперимента

Воздействие на реакцию типа Б-Ж потоков альфа-частиц с энергией 30,5 МэВ изучалось на 120-см циклотроне НИИЯФ МГУ. ЛПЭ таких частиц соответствует ЛПЭ релятивистских галактических ядер группы углерода-азота.

Пучок альфа-частиц из циклотрона проходил по ионопроводу через систему линз, диафрагм и отклоняющих магнитов, далее выходил из окна ионопровода на воздух и попадал на капилляр, содержащий реакционную смесь. В качестве окна на фланце ионопровода использовалась алюминиевая фольга

толщиной 50 мкм. Окончательно пучок формировался дополнительными сменными диафрагмами. Диафрагмы крепились на штوك, перемещаемый микродвигателем, что позволяло дистанционно управлять вводом и выводом диафрагм (или перекрыванием пучка). Диаметр отверстия диафрагмы составлял 2 мм. Диафрагмы были изготовлены из тантала, поскольку наведенная радиоактивность в нем мала из-за высокого значения кулоновского барьера.

Наблюдение и видеосъемка изучаемого процесса осуществлялись при помощи веб-камеры Philips и компьютера, подключенного к ней с помощью последовательно соединенных USB-репитеров. Результаты съемки записывались на жесткий диск компьютера в режиме on-line. Затем в режиме off-line цвет в анализируемых точках разлагался на RGB-составляющие. Полученные таким способом результаты использовались для количественного анализа автоволновых процессов.

Пучок мониторировался по величине заряда, попадающего на диафрагму и кювету. Для измерения этого заряда использовался интегратор тока с чувствительностью $2 \cdot 10^{-4}$ мкКл/импульс и пересчетный прибор. Для улучшения равномерности плотности тока пучка на выходе из окна он был несколько расфокусирован магнитными квадрупольными линзами циклотрона и периодически просматривался с помощью сцинтилляционного экрана. Точность определения величины поглощенной дозы оценивалась в 15%.

Реакция проводилась в капилляре из пирекса длиной 90 мм, внешним и внутренним диаметром 1,2 и 0,9 мм, соответственно. Капилляр располагался в горизонтальной плоскости перпендикулярно пучку.

Потери энергии альфа-частиц в окне ионопровода и слое воздуха составляли 4,3 МэВ, так что энергия альфа-частиц на внешней поверхности капилляра составляла 26,2 МэВ. Энергия альфа-частиц, попадающих в реакционную смесь, изменялась, от 18,5 МэВ на оси капилляра до 5,5 МэВ и меньше на краях, поскольку частицы проходили через слой пирекса разной толщины. Остаточный пробег альфа - частиц в растворе не превышал толщины слоя раствора.

В конце пробега альфа-частиц ЛПЭ достигала значений порядка $2 \cdot 10^1$ кэВ/мкм воды.

Время облучения варьировалось в пределах от нескольких секунд до нескольких десятков секунд, а интенсивность пучка от 1 до 30 нА.

Также была исследована зависимость порога инициирования волны от мощности поглощенной дозы альфа-частиц из циклотрона

За время эксперимента тепловой конвекцией и диффузией в камере и в капилляре можно пренебречь. Нагрев стекла (при работе с капилляром) и реакционной смеси незначителен (менее $0,1^\circ\text{C}$ в течение облучения).

Результаты эксперимента и их обсуждение

При облучении раствора наблюдалось образование ведущего центра реакции[2]. В противоположных направлениях от центра облучения расходились две практически плоские волны. Инициация волны практически не зависела и от интенсивности пучка. Минимальное значение поглощенной дозы, при которой наблюдалось образование ведущего центра, составило $8 \cdot 10^1$ Гр.

В случае наложения иницированных пучком волн на спонтанные волны, всегда наблюдающиеся в растворе, происходило их взаимное гашение.

На рис. 1 представлены развертки по времени синей составляющей RGB-разложения в точке, отстоящей от центра облучения на 10 мм. Временной интервал между двумя соседними волнами составляет около 130 с. Интенсивность последовательных волн после однократного облучения убывает со временем.

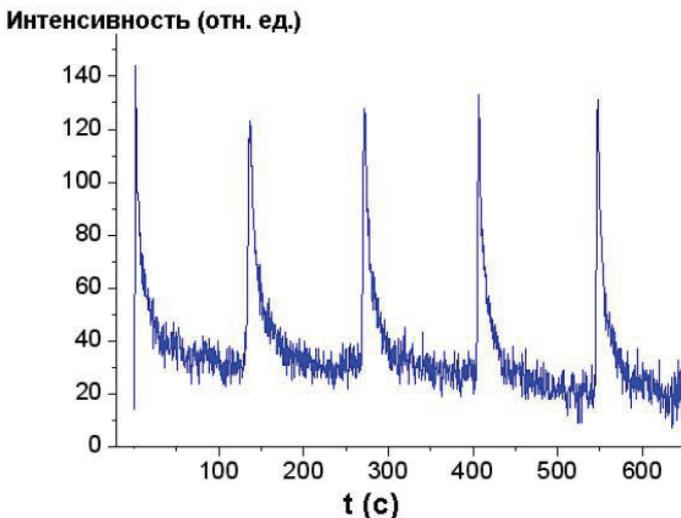


Рис.1. Зависимость интенсивности синей составляющей RGB-разложения от времени для данного эксперимента при $D=150$ Гр

Облучение пучком альфа-частиц всего объема реакционной смеси в кювете приводило к приостановлению автоволнового процесса во всем объеме кюветы при значениях поглощенной дозы порядка 60 кГр. После прекращения облучения автоволновой процесс возобновлялся через 2-3 минуты. Можно предположить,

что ионизирующее излучение с высокой ЛПЭ активирует реакцию восстановления бромат-аниона до бромид-аниона. Это утверждение также отчасти подтверждается изменением окраски при облучении кислого раствора, содержащего бромат калия и ферроин с синего на красный и возвращение прежней окраски после прекращения облучения (ферроин является индикатором протекания окислительно – восстановительных процессов).

На рис. 2 представлена зависимость порога инициирования автоволны от мощности поглощенной дозы. Обратная зависимость может быть связана с тем, что реакция рекомбинации свободные радикалов имеет второй порядок по $\cdot OH$ в отличие от реакции (1).

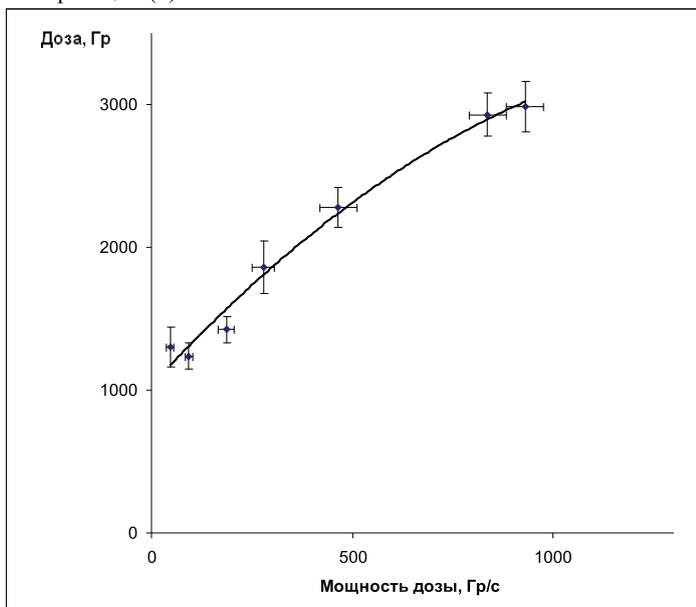
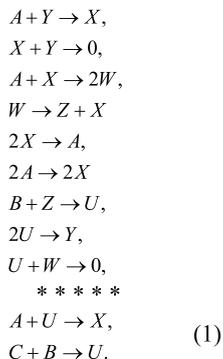


Рис.2 Зависимость порога инициирования от мощности поглощенной дозы альфа-частиц из циклотрона

Также предложена модель, описывающая колебания под воздействием ионизирующего излучения[2] .



где $X = [HBrO_2]$, $Y = [Br^-]$, $Z = [Me^{n+1}]$, $A = [BrO_3^-]$, $B = [BrMA]$, $U = [BrMA^*]$, $W = [BrO_2^*]$, $C = [^*OH] = 2.4 \cdot 10^{-7}$ М из расчёта $0.3 \cdot 10^{-8}$ М на 80 Гр, и начальная концентрация ВгМА принималась равной $([BrMA]_0) / 1.7$.

Данная модель описывает колебания под воздействием ионизирующего излучения. Также в данной модели предсказывается полное гашение колебаний при больших дозах облучения: $D_{кр} \cong 8 кГр$.

Предсказано наличие режима, при котором присутствует только одна пара автоволн. Такой режим соответствует значению доз близких к критической $D_{кр}$.

Таблица 1. Зависимость типа ведущего центра от поглощенной дозы D

D [Гр]	D [Гр]	Тип ведущего центра
Эксперимент	Модель	
$0 - 6 \cdot 10^1$	$0 - 8 \cdot 10^1$	инициированный ведущий центр не образуется
$6 \cdot 10^1 - 6 \cdot 10^3$	$8 \cdot 10^1 - 7.7 \cdot 10^3$	образование ведущего центра
$\sim 10^3$	$7.7 \cdot 10^3 - 8 \cdot 10^3$	образование ведущего центра, при котором присутствует только одна пара автоволн
$> 6 \cdot 10^4$	$> 8 \cdot 10^3$	полное гашение автоволн

Выводы

Исследована зависимость порога возникновения ведущих центров в колебательной реакции типа Белоусова-Жаботинского при локальном воздействии на реакционную смесь излучения с высоким значением ЛПЭ. Предполагается, что причиной образования этих центров являются образующиеся в процессе облучения свободные радикалы.

Исследования воздействия излучения с высоким значением ЛПЭ на реакцию Белоусова-Жаботинского помимо их фундаментального значения могут быть использованы для моделирования радиационного воздействия ионизирующих излучений с высокой величиной ЛПЭ на живые системы.

1. В.М.Лебедев, А.Б.Приселкова, А.В.Спасский, К.А.Труханов, Перспективные материалы. (2005), 4, 11-15
2. D.N.Artamonov, A.B.Priselkova, A.V.Spasky, and K.A.Trukhanov, Proc. Summer School Nuclear physics Methods and Accelerators in Biology and Medicine Jul. 2007 Prague, Publ. AIP New York 242-243 (2007)

ИССЛЕДОВАНИЕ ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ МИКРОНАСОСОВ ДЛЯ МЕДИЦИНСКОЙ И КОСМИЧЕСКОЙ ТЕХНИКИ

А.Н. Виноградов¹, Г.Е. Духовенский²

¹*Научно-исследовательский институт перспективных материалов и технологий;*

²*Московский государственный институт электроники и математики*

E-mail: niipmt@mail.ru

В данной статье рассматриваются модели микромеханических пьезонасосов двух типов: мембранного и перистальтического. Такие малогабаритные устройства используются для прецизионной перекачки жидкости или газа. Широкое применение микронасосы находят в медицине, в космической и вакуумной технике и в других областях. Например, насосы перистальтического типа разрабатываются в программах NASA для исследований, проводимых на других планетах [6]. Микронасосы, или так называемые микровоздуходувки [1], используются в системах дозированной подачи метанола и кислорода в топливных элементах DMFC (прямой метаноловый топливный элемент).

Разработка насосов, использующих пьезоэффект, дает ряд преимуществ. Это – простота изготовления, отсутствие трущихся частей, низкое энергопотребление и малые размеры устройства определяют его как наиболее перспективное в области микронасосов. Также следует отметить достаточно высокую производительность устройств данного типа. Так, некоторые микропьезонасосы, имеющие габариты спичечного коробка, могут перекачивать газы и жидкости со скоростью нескольких десятков миллилитров в секунду. Насосы, использующиеся в вакуумной технике, позволяют получить остаточное давление в высоковакуумной области 10^{-5} Па при скорости откачки 1 л/с [2].

1. Микронасосы мембранного типа

Существуют разные конструкции насосов мембранного типа, но общий принцип их работы один. Устройство выполнено таким образом, что создается герметичная

насосная камера с входным и выходным отверстиями, содержащими клапаны. Различные модели насосов отличаются, в основном, системой клапанов. Одна из стенок такой камеры содержит пьезоэлемент (см. рис.1,3). При подаче переменного напряжения на пьезоэлемент он периодически деформируется, изменяя объем камеры. Объем камеры то увеличивается, то уменьшается с частотой подаваемого напряжения. Из-за изменения объема камеры возникает перепад давления, за счет которого происходит перекачка жидкости или газа [1].

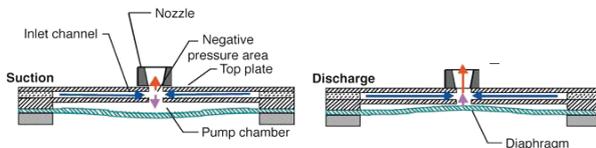


Рисунок 1. Вид мембранного пьезонасоса

Конструкция изображенная на рис.1 отличается отсутствием клапанов. Головка с выходным отверстием выполнена в виде конического сопла (Nozzle). Таким образом при всасывании (Suction) проявляется эффект Вентури, благодаря которому при увеличении объема камеры в нее не успевает вернуться перекаченный на предыдущей фазе газ. Этим обеспечивается практически непрерывная работа насоса, несмотря на колебательный режим мембраны (Diaphragm).

Одной из важных частей устройства, очевидно, является деформируемая мембрана с пьезоэлементом. На начальных этапах разработки необходимо оценить механические характеристики мембраны, условия закрепления в корпусе, ее собственные частоты и прогибы на рабочей частоте – для оценки производительности насоса. Известно, что для такой оценки, используется метод конечных элементов (МКЭ). На рис. 2 показан пример модели, описанной в [3].

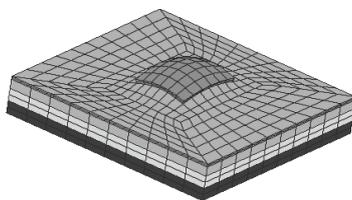


Рисунок 2. Вид модели мембранного насоса при расчете по МКЭ

Наряду с преимуществами МКЭ имеет ряд недостатков, например, долгое время подготовки и расчета модели, невозможность интерактивно менять ее параметры, необходимость владения навыками 3D-моделирования в стандартном дорогостоящем пакете программ, а также сильная зависимость результатов расчета от «удачного» способа разбиения на конечные элементы.

Альтернативой МКЭ является аналитический метод. Программы, работающие на основе этого метода, не требуют специальной подготовки исследователя, расчеты производятся практически мгновенно, а точность результатов ограничивается лишь степенью упрощения упругой модели. Суть метода состоит в представлении планарной модели в виде многослойной системы с участками переменной жесткости. Для системы по участкам записываются однотипные уравнения движения и граничные условия. Решение позволяет найти основные характеристики напряжено-деформированного состояния (НДС) на границах участков, а затем и по всей длине модели. В результате расчета не составляет труда найти собственные частоты модели, построить амплитудно-частотные характеристики (АЧХ), а также определить напряжения, возникающие в слоях. При аналитическом моделировании можно задавать различные коэффициенты упругости опор участков, что позволяет производить расчет лишь отдельных частей общей модели без потери точности результатов. Методика решения уравнений движения по методу начальных параметров приведена в [4]. В соответствии с этой методикой разработана компьютерная программа MSR [5] с интерактивным графическим интерфейсом, позволяющим удобно изменять параметры системы и быстро получать результаты в виде графиков и в численном виде.

Далее приведен пример расчета характеристик колебаний двухслойной мембраны для модели, взятой из статьи [1] и представленной на рис. 3. В данной модели подвижная часть представляет собой пластинку, выполненную из латуни с пьезокерамическим слоем, и закрепленную в стальной рамке. Исходные параметры указаны в таблице 1. Амплитуда напряжения, подаваемого на пьезоэлемент, составляет 10 В. Расчеты проводились с помощью разработанной программы MSR.

Таблица 1

Материал	h (мм)	E (МПа)	ρ (г/см ³)	d_{31} (мм/В)
сталь	0,35	$2,10 \cdot 10^5$	7,80	0
латунь	0,35	$1,20 \cdot 10^5$	8,50	0
ЦТС	0,20	$7,34 \cdot 10^4$	7,45	$1,7 \cdot 10^{-7}$

Здесь h – толщина, E – модуль Юнга, ρ – плотность, d_{31} – поперечный пьезомодуль.

Геометрические параметры модели, изображенной на рис. 3, следующие. Габариты $16 \times 20 \times 0,45$ мм. Толщина каждого слоя $h = 0,15$ мм.



Рисунок 3. Модель мембранного насоса с двухслойной мембраной

Результаты моделирования показаны на рисунках 4 и 5.

образуется от сжатия и растяжения пьезоэлементов. Для создания такой волны необходимо определенным образом подавать на пьезоэлементы переменное возбуждающее напряжение. На рис. 6 показан фрагмент модели перистальтического микронасоса и схема возбуждения со сдвигом фаз на $\pi/2$ [6].

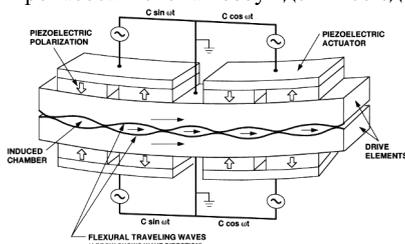


Рисунок 6. Схема возбуждения пьезокерамики с продольным пьезомодулем d_{33}

Для моделирования возбужденного состояния при изгибе элементов нами также использовалась программа MSR, позволяющая задавать разные фазы переменных напряжений на соседние пьезоэлементы, а также отслеживать формы колебания во времени. При этом было обнаружено, что в модели с 15-ю электродами в одной плоскости и схемой возбуждения по рис. 6 бегущая волна образуется в сильно искаженном виде, что приведет к большим потерям производительности устройства. Это послужило поводом для создания модели, работающей по принципу трехфазного электродвигателя (рис. 7). Для создания деформаций изгиба здесь используется поперечный пьезомодуль d_{31} пьезокерамики. В такой модели с возбуждением трехфазного типа бегущая волна создается практически без искажений.

Расчетная производительность устройства составляет примерно 1 мкл/с.

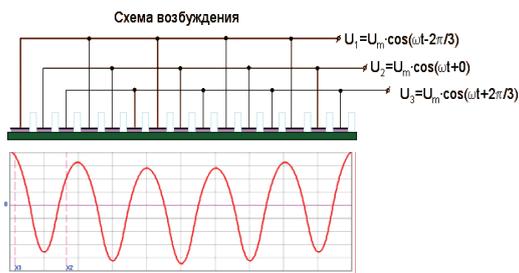


Рисунок 7. Трехфазная схема возбуждения и форма бегущей волны прогибов

Выводы

1. Проведен поиск и анализ различных моделей микропьезонасосов.

2. Разработана методика и компьютерная программа двумерного моделирования планарных конструкций микропьезонасосов.
3. Разработана и опробована новая схема возбуждения перистальтического насоса, дающая устойчивую бегущую волну прогибов.
4. Разработана концепция оптимизации микропьезонасосов мембранного типа.

Литература

1. Yasumichi Nakamura. Murata Catches up as Demand for Fuel Cell Systems Grows. AEI December 2009. pp. 29-30.
2. А.А. Макаров, П.Н. Лускинович, И.А. Рыжиков. Способ откачки газов и вакуумный насос для откачки газов. Патент РФ № 2079000, – 1997.
3. F.Ulises Gonzalez, Ph.D., A.Walied Moussa, Ph.D. University of Alberta. Simulation of MEMS Piezoelectric Micropump for Biomedical Applications. / Center for Mechanical Simulations Technology Finite Element Analys, Simulation and Design Optimization, ALGOR, Inc. – 2002.
4. А.Н. Виноградов. Методика моделирования пьезогироскопов стержневого типа. – М.: ГНУ «НИИ ПМТ», 2009. – 25с .
5. А.Н. Виноградов, Г.Е. Духовенский. Программа расчета вынужденных колебаний многослойного пьезопривода стержневого типа с участками переменной жесткости. Свидетельство о гос. регистрации № 2011610402 от 11.01.2011. Правообладатель ГНУ «НИИ ПМТ».
6. Yoseph Bar-Cohen and Zensheu Chang. Piezoelectrically Actuated Miniature Peristaltic Pump. / SPIE's 7th Annual International Symposium on Smart Structures and Materials, CA. Paper No. 3992-103. – 2000. – 8 с.

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ АТОМАРНОГО КИСЛОРОДА НА ПОЛИМЕРНЫЕ КОМПОЗИТЫ

Е.Н. Воронина¹, Л.С. Новиков¹, М.С. Самохина¹, Н.П. Чирская^{1,2}

¹ Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ

² Московский государственный университет, физический факультет

E-mail: novikov@sinp.msu.ru

Атомарный кислород, являющийся главным компонентом верхней атмосферы Земли в интервале высот 200–800 км, относится к числу главных факторов, вызывающих повреждение и ухудшение свойств материалов внешней поверхности низкоорбитальных космических аппаратов (КА) [1]. Высокая окислительная способность атомарного кислорода усиливается за счет дополнительной энергии (около 5 эВ) столкновения атомов с поверхностью, обусловленной орбитальной скоростью КА. Под действием набегающего потока атомарного кислорода происходит эрозия материалов, приводящая к ухудшению их механических, оптических, тепловых и электрических параметров.

В наибольшей степени подвержены такому воздействию полимерные материалы. Для них уменьшение толщины слоя после года полета КА в указанном диапазоне высот может достигать 10–100 мкм. В этой связи разрабатываются различные методы повышения стойкости полимеров к воздействию атомарного кислорода, в частности путем модификации приповерхностных слоев материалов введением микро- и наночастиц различного состава. В этом случае приповерхностные слои приобретают структуру матричного композита с наполнителем в виде стойких к воздействию атомарного кислорода частиц. Композиты на основе полимерных матриц с введенными в них в качестве наполнителя углеродными нанотрубками, графеновыми нанолентами и другими наноструктурами рассматривают в настоящее время как чрезвычайно перспективные материалы для создания КА нового поколения. Поэтому задача повышения стойкости полимерных композитов с различными наполнителями является весьма актуальной.

Ранее экспериментально было показано, что при использовании в качестве наполнителя наночастицы наблюдаются их объединение в полимерной матрице в конгломераты с поперечными размерами $\sim 1\text{--}10$ мкм [2]. Следовательно, ухудшается равномерность распределения наполнителя в матрице, что влечет за собой снижение стойкости композита к воздействию атомарного кислорода. Однако и такие укрупненные включения в матрицу обеспечивают достаточно значительный защитный эффект, снижая потери массы композита в несколько раз по сравнению с исходным полимером.

В данной работе проведено рассмотрение основных физико-химических процессов, протекающих при взаимодействии атомов кислорода с полимерами, и выполнено математическое моделирование ряда из них, а также моделирование эрозии композитов под действием потока атомарного кислорода.

До настоящего времени не существует общепризнанной физико-химической модели, описывающей деструкцию полимеров под действием быстрых атомов кислорода. Достаточно значительная часть (30–50%) падающих на полимер атомов кислорода неупруго отражается. Оставшаяся доля атомов вступает в химические реакции с полимером, которые принято разделять на две группы: реакции термализованных атомов кислорода с полимером после прилипания атомов к поверхности и прямые реакции быстрых атомов с поверхностью. Во втором случае увеличение энергии падающих атомов кислорода приводит к возрастанию сечения реакций и возникновению дополнительных каналов реакций. Важным фактором является угол падения кислородного потока на поверхность: при малых углах преобладает тепловой механизм взаимодействия, при больших – прямые реакции [3].

Химические реакции, вызываемые на полимерной поверхности налетающим потоком атомарного кислорода, в значительной степени зависят от состава полимера. Например, для насыщенных углеводородов, которые содержат

максимально возможное число атомов водорода, в качестве первичных каналов реакции в [4] рассматриваются следующие:

- захват кислородом атома Н с образованием ОН и углеводородного радикала;
- отщепление атома Н с присоединением атома О к углеводородной цепи;
- разрыв С–С-связей, приводящий к распадению полимерного звена на два фрагмента.

Фторсодержащие полимеры значительно более устойчивы к воздействию атомарного кислорода, поскольку вероятность реакции захвата кислородом атома F очень низка и, кроме того, во фторсодержащих полимерах вероятность реакции разрыва С–С-связей существенно снижена [5]. В [6] исследовались возможные механизмы реакции атомов кислорода с полиимидом, где в качестве основных каналов, помимо отмеченных выше, были указаны присоединение атома кислорода к полимерному звену и возможный разрыв не только С–С, но и С–N-связей.

Указанные первичные реакции инициируют протекание цепочек вторичных реакций, в результате которых могут образовываться соединения СО и СО₂, играющие основную роль в уносе массы полимеров.

В настоящей работе методом теории функционала плотности в схеме сильной связи (DFTB) [7,8] было выполнено моделирование взаимодействия атомов кислорода с энергией 1–5 эВ с фрагментами полимерных цепей. На рис. 1 приведен ряд промежуточных состояний моделируемых систем, образующихся в процессе первичных химических реакций: а, б – присоединение быстрого атома кислорода к полиэтилену и нейлону; в – захват атома кислорода фрагментом звена полиимида с отрывом атома Н; г – образование радикалов в результате взаимодействия быстрого атома О с полиэтиленом. Используемые цветовые обозначения: атомы кислорода – черный цвет, углерода – серый, водорода – белый; направления движения атомов указаны стрелками.

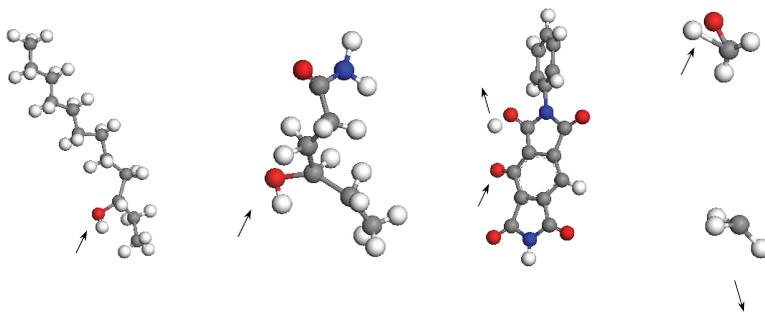


Рис. 1. Схемы взаимодействия атомов кислорода с различными полимерными звеньями

Рассмотренные физико-химические процессы приводят в конечном итоге к эрозии полимера и частичному уносу его массы, что характеризуется объемным R_V и массовым R_m коэффициентами эрозии с размерностями $\text{см}^3/\text{атом O}$ и $\text{г}/\text{атом O}$ соответственно. Для полимерных композитов с введенными в матрицу в качестве наполнителя нано- или микрочастицами значения обоих коэффициентов могут снижаться, как показали ранее выполненные нами исследования, в 2–5 раз [2]. Исследование структуры композита после воздействия потока атомарного кислорода выявило наличие в нем упоминавшихся выше микроразмерных конгломератов, образовавшихся из введенных в матрицу наночастиц. Такие конгломераты обеспечивают защиту находящихся под ними областей полимера, предохраняя их от разрушения атомами кислорода, в результате чего поврежденный слой композита приобретает неоднородную структуру, в которой отчетливо видны области интенсивного растравливания полимера и неповрежденные полимерные цепи под конгломератами (рис. 2).

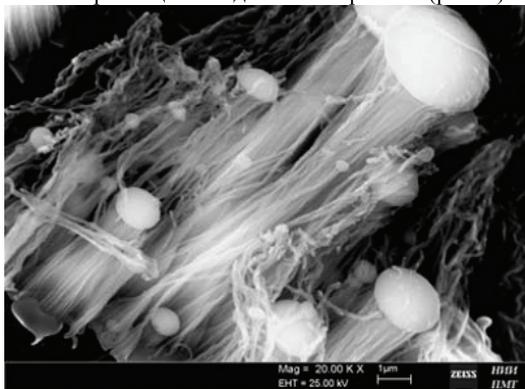


Рис. 2. Структура поверхности полимерного нанокompозита после облучения атомарным кислородом

Методом Монте-Карло нами было выполнено моделирование процесса растравливания полимерного композита с введенными в матрицу микроразмерными шарообразными частицами, стойкими к воздействию атомарного кислорода. Использовалась двумерная расчетная модель, в которой размер пространственных ячеек (1 мкм) выбирался на основании экспериментальных данных, характеризующих эрозию полимеров. При проведении расчетов нами использовался метод укрупненных частиц, при реализации которого одна разыгрываемая в расчетной схеме частица содержала 10^4 атомов кислорода. При таких исходных параметрах задавалась вероятность удаления ячейки полимера при попадании в нее укрупненной частицы $\eta = 0,5$. Для

частиц наполнителя принималось значение $\eta = 0$. Расчеты проводились в двух приближениях: с учетом только прямого попадания укрупненных частиц в ячейки и с дополнительным учетом диффузного рассеяния попадающих частиц на ячейках. Процесс рассеяния рассматривался только при первом попадании частицы в полимерную ячейку, вероятность удаления рассеянной частицей следующей ячейки принималась $\eta = 0,3$. Расчеты проводились для различных углов падения потока атомов кислорода на мишень.

На рис. 3 представлены результаты предварительного тестового расчета для участка полимера, поверхность которого закрыта непроницаемым для атомарного кислорода экраном, имеющим отверстие. Рассматривается проникновение атомов в полимер через отверстие и растравливание полимера под ним. На рис. 3а приведены результаты, полученные без учета рассеяния падающих частиц на полимерных ячейках, на рис. 3б – с учетом рассеяния. Видно, что во втором случае глубина образовавшейся каверны значительно больше, а ее боковые стенки не являются гладкими. Число разыгранных укрупненных частиц в обоих случаях составляло 10^4 .

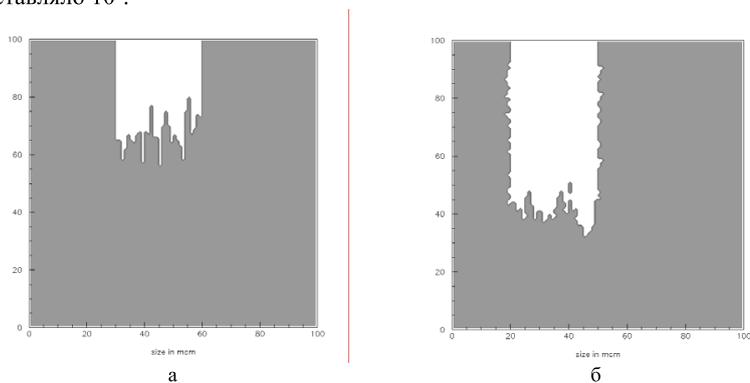


Рис. 3. Результаты моделирования эрозии полимера: а – без учета рассеяния частиц на полимерных ячейках; б – с учетом рассеяния

Для сопоставления с приведенными выше экспериментальными данными было выполнено моделирование эрозии полимера с введенным в его приповерхностный слой одним рядом шарообразных частиц, устойчивых к воздействию атомов кислорода. Расчеты проведены для трех значений диаметра частиц: 10, 7 и 5 мкм. При этом количество частиц N в расчетной модели выбиралось таким образом, что суммарное количество вещества в них было одинаковым для всех трех случаев. Рассматривалось нормальное падение потока атомов кислорода на мишень и падение под углами 15° и 30° . Приводимые ниже данные получены с учетом процесса рассеяния частиц на полимерных ячейках.

На рис. 4а,б приведены результаты расчетов для защитных частиц диаметром 10 мкм при нормальном падении потока атомов кислорода (рис. 4а) и при угле падения 30° (рис. 4б), а на рис. 4в,г – результаты аналогичных расчетов для защитных частиц диаметром 7 мкм.

На рис. 5 показаны полученные на основании первичных расчетных данных зависимости количества распыленного полимера, выраженного в числе удаленных ячеек, от угла падения атомов кислорода для трех указанных выше диаметров защитных частиц. Видно, что с уменьшением диаметра частиц число удаленных полимерных ячеек уменьшается. Увеличение угла падения потока атомов также приводит к уменьшению числа распыленных ячеек.

Аналогичные выводы следуют из рис. 6, на котором представлена зависимость числа распыленных ячеек от диаметра защитных частиц при трех значениях угла падения атомов кислорода.

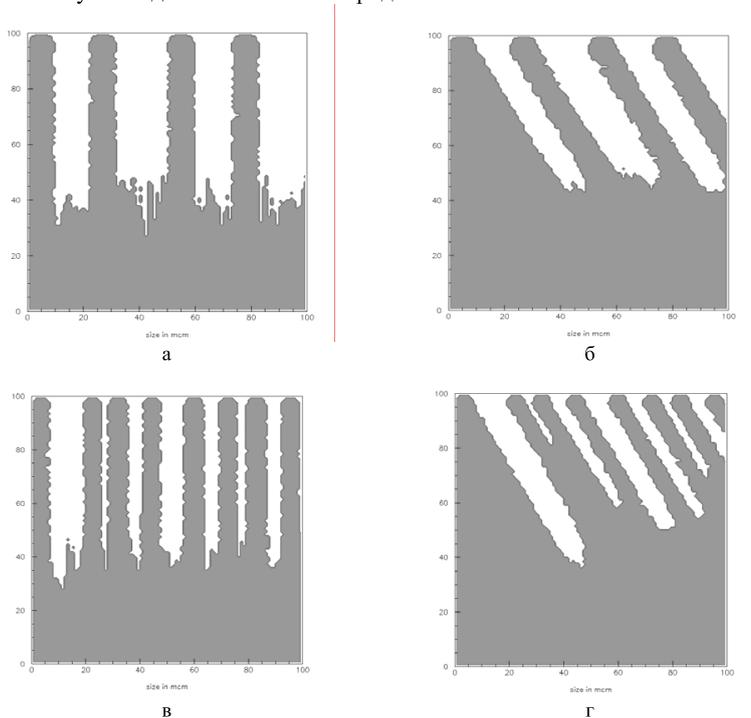


Рис. 4. Результаты моделирования эрозии полимерного композита с введенными в матрицу шарообразными частицами

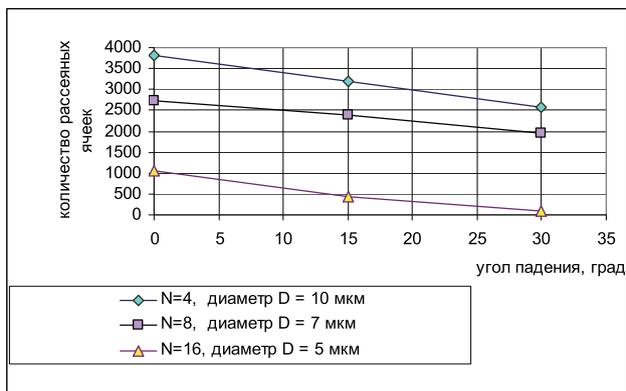


Рис. 5. Зависимость числа удаленных ячеек от угла падения атомов кислорода

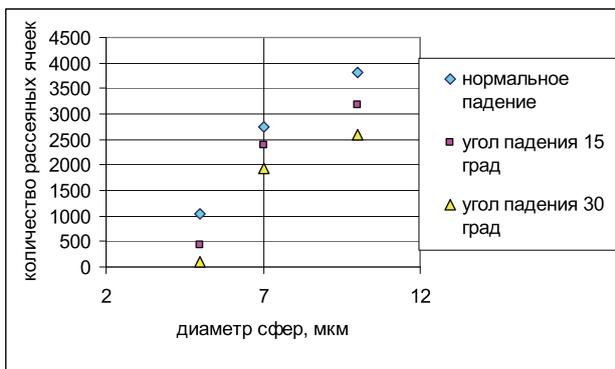


Рис. 6. Зависимость числа удаленных ячеек от диаметра сфер

Выводы

На основании результатов выполненной работы могут быть сделаны следующие выводы:

- метод DFTB позволяет эффективно моделировать элементарные физико-химические процессы, протекающие при воздействии быстрых атомов кислорода на полимеры;
- деструкция полимеров под действием атомарного кислорода происходит через посредство последовательности первичных и вторичных реакций

атомов кислорода с полимером, в результате которых образуются летучие окислы (СО, СО₂ и некоторые другие);

- введение в полимерную матрицу устойчивых к воздействию атомарного кислорода частиц снижает степень деструкции полимера и потери его массы;
- при фиксированном количестве вещества наполнителя в матрице потери массы полимера снижаются с уменьшением диаметра частиц наполнителя и увеличением угла падения потока атомарного кислорода.

1. Новиков Л.С., Черник В.Н. Применение плазменных ускорителей в космическом материаловедении. - М.: Университетская книга, 2008, 90 с.
2. Вернигоров К.Б., Алентьев А.Ю., Музафаров А.М., Новиков Л.С., Черник В.Н. Эрозия полиимида, модифицированного аморфным силиказолеом, в потоке кислородной плазмы. Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, 2011, № 3, с. 63–68.
3. Minton T.K., Garton D.J. Dynamics of atomic oxygen induced polymer degradation in low Earth orbit. In: Chemical dynamics in extreme environments. Ed. R.A. Dressier, Advanced series in physical chemistry, vol. 11. – World Scientific Publishing, 2001, pp. 420–489.
4. Troya D., Schatz G.C. Hyperthermal chemistry in gasphase and on surface: theoretical studies. Int. Reviews in Physical Chemistry, 2004, vol. 23, No. 3, pp. 341–373.
5. Troya D., Schatz G.C. Theoretical study of reactions of hyperthermal O(³P) with perfluorinated hydrocarbons. In: Protection of materials and structures from space environment. Ed. J.L.Kleiman. – Springer, 2006, pp. 365–375.
6. Tomczak S., Marchant D., Svejda S., Minton T., et al. Properties and improved space survivability of POSS (polyhedral oligomeric silsesquioxane) polyimides. Technical Paper DARP A443, 2004, 12 p.
7. Frauenheim Th. et al. Atomistic simulations of complex materials: groundstate and excited-state properties. J. Phys. Cond. Matter, 2002, 14, p. 3015.
8. Elstner M., et al. Self-consistent-charge density-functional tight-binding method for simulations of complex materials properties. Phys. Rev. B 58, 1998, p. 7260.

ВОЗДЕЙСТВИЕ КОНЦЕНТРИРОВАННЫХ ИОННЫХ ПОТОКОВ НА КОМПОЗИЦИОННЫЕ МАТЕРИАЛЫ

А.Б. Надирадзе, Р.Р. Рахматуллин, В.В. Шапошников

Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет)

E-mail: nadiradze@mai.ru

В настоящее время композиционные материалы находят широкое применение при изготовлении образцов ракетно-космической техники. В частности, многие конструктивные элементы автоматических космических аппаратов (КА), включая элементы крупногабаритных трансформируемых систем, изготавливаются с использованием углепластиков. В свою очередь, повышение

требований к целевым характеристикам и энерговооруженности КА при наличии ограничений на массово-габаритные характеристики КА приводит к существенному “уплотнению” конструктивно-компоновочных схем современных КА, что обуславливает попадание ряда конструктивных элементов крупногабаритных трансформируемых систем под воздействие плазменных струй стационарных плазменных двигателей (СПД), приводящее к распылению материалов их поверхностей.

В связи с этим возникает необходимость повышения точности оценок эрозионного воздействия плазменных струй СПД на КА посредством учета «тонких» эффектов, характеризующих процессы распыления материалов, таких как влияние флюенса, индикатрисы распыления, анизотропии свойств материалов и пр.

Основная сложность измерения характеристик распыления композиционных материалов при низких энергиях ионов состоит в большом времени эксперимента, необходимом для получения приемлемой точности измерения. В связи с этим для проведения испытаний преимущественно обладают методы, позволяющие одновременно испытывать большое количество образцов. Реализовать такую схему измерений можно с помощью СПД, имеющих большую расходимость плазменного потока (до 40°), и позволяющих разместить в потоке до 10-15 образцов материалов. Исходя из этих соображений, для измерения коэффициентов распыления композиционных материалов была выбрана схема эксперимента, представленная на рис. 1.

Величина коэффициента распыления измеряется весовым методом при известных параметрах плазменного потока и времени воздействия плазмы на образец. Для обеспечения требуемой точности и повторяемости результатов измерений необходимо выполнять следующие основные ограничения на режимы проведения эксперимента.

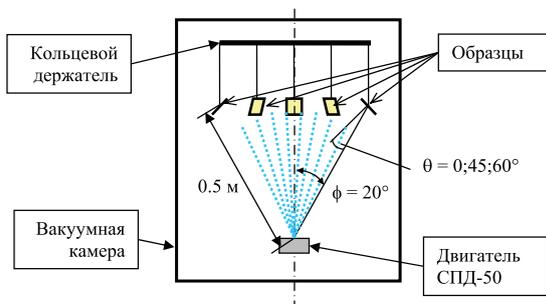


Рис. 1 – Схема эксперимента по определению характеристик распыления конструкционных материалов КА.

Потери массы образцов (за счет распыления) должны быть не менее $(20...30) \times \delta_M$, где δ_M – разрешающая способность используемых микровесов. Для аналитических рычажных весов $\delta_M = 0.1$ мг, следовательно, величина массы распыленного вещества должна быть не менее $\Delta M_{\text{длит}} \geq 0.1 \times (20...30) = 2...3$ мг.

Следует учитывать, что неметаллические и композиционные материалы обладают весьма существенной собственной потерей массы, обусловленной их гигроскопичностью и газовой выделением материалов в вакууме. Стандартные параметры общих потерь массы (ОПМ) для современных материалов космического применения обычно не превышают 0.1%. Потери массы за счет газовой выделением не должны превышать 3-5% массы распыленного вещества. Для указанной выше величины $\Delta M_{\text{расп}} = 2-3$ мг, это соответствует 0.1-0.2 мг. При этом масса образца должна быть не больше 0.1-0.2 г. Если масса образца превышает указанные значения, следует либо увеличивать $\Delta M_{\text{расп}}$, либо производить обезгаживание образцов.

Расстояние от двигателя не должно быть больше $\frac{1}{2}$ длины пробега ионов в камере ($\lambda \approx 1$ м при давлении $5 \cdot 10^{-4}$ торр.) иначе в потоке возрастет доля упругорассеянных ионов. Приближение образцов к двигателю также ограничено неравномерностью потока. Исходя из этого, расстояние от двигателя до образцов было выбрано равным 0.5 м.

Температура образца не должна превышать рабочей температуры материала (75-120°C) иначе в нем могут начаться необратимые деструктивные явления.

Положение образцов в камере должно выбираться так, чтобы минимизировать потоки осаждения на них продуктов распыления стенок вакуумной камеры.

Размеры образца ограничены неравномерностью плотности тока по длине образца, которая не должна превышать 3-5%.

Режим работы источника плазмы (плотность ионного тока) выбирают таким образом, чтобы обеспечить температурный режим образцов.

Время эксперимента $\tau_{\text{экс}}$ выбирают исходя из получения требуемой точности. Желательно, чтобы оно не превышало 40-50 часов, в противном случае стоимость работ резко возрастает.

В нашем эксперименте исследовались образцы углепластика на основе углеродного жгута, стеклонити и органического связующего. На внешней поверхности углепластика находится защитный слой, толщиной около 20 мкм, образованный тонкими стеклянными нитями, уложенными в одном направлении.

Эксперимент проводился на стенде ПП-2 МАИ [1], оснащенном современными безмасляными средствами откачки, обеспечивающими вакуум на уровне 10^{-5} торр. при работающем источнике плазмы. В качестве источника плазмы применялся стационарный плазменный двигатель типа СПД-50 (ток

разряда 1.2-1.8 А, напряжение разряда 250-300 В). Образцы углепластика размещались в струе двигателя на расстоянии 0.5 м от среза, под углом 20° к оси струи. Углы падения ионов на поверхность образцов составляли 0, 45° и 60° . Плотность ионного тока на образцах составляла 0.185 mA/cm^2 , средняя энергия ионов – 200 эВ. Облучение образцов производилось в три этапа, продолжительностью 32, 16 и 12 часов.

На рисунке 2 приведена зависимость массы распыленного вещества от времени облучения (для угла падения ионов 0°).

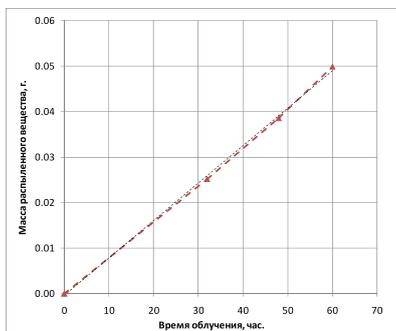


Рис. 2 – Зависимость массы распыленного вещества от времени облучения при нормальном падении ионов.

Как можно видеть из рисунка 2, существенного изменения скорости распыления по времени облучения не происходит. По-видимому, это связано с тем, что при реализованном в эксперименте флюенсе, глубина распыления составила около 10-15 мкм, что соответствует примерно 50% эрозии защитного слоя.

При дальнейшем воздействии потока плазмы можно прогнозировать полное распыление защитного слоя и переход к распылению углепластика. При этом, естественно, произойдет изменение скорости распыления, в соответствии с характеристиками распыления углепластика.

Коэффициент распыления защитного слоя при средней энергии ионов 200 эВ составил 0.24 атом/ион при среднем атомном весе распыленных частиц $M_w = 20.2$ (стекло). Массовый коэффициент распыления составил 0.05 мг/К , а объемный (при плотности материала 2.2 г/см^3) – $0.023 \text{ мм}^3/\text{К}$. Для сравнения отметим, что по данным [2] коэффициент распыления стекла (при энергии 200 эВ) составляет около 0.2-0.3, что соответствует измеренным значениям.

После распыления защитного слоя скорость распыления, по-видимому, должна уменьшиться в несколько раз, поскольку углерод более стоек к распылению, чем стекло. Так коэффициент распыления графита при энергии 200

эВ составляет около 0.04 атом/ион [3,4]. У углепластика за счет волокнистой структуры и наличия связующего коэффициент распыления будет несколько больше.

Зависимость коэффициента распыления от угла падения ионов приведена на рис.3.

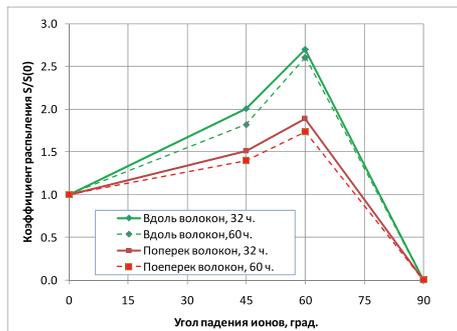


Рис. 3 – Зависимость коэффициента распыления от угла падения ионов.

На этой зависимости наблюдается заметное влияние ориентации образца относительно потока ионов. Так при ориентации вдоль волокон максимальный коэффициент распыления примерно в 1.4 раза больше чем при ориентации поперек волокон.

Причина этого эффекта, по-видимому, связана с частичным затенением материала при поперечной ориентации образца. Эту гипотезу подтверждают результаты исследования на электронном микроскопе.

На рисунке 4 приведены фотографии образцов при различной ориентации и при углах падения 45° .

На этих снимках отчетливо видно, что на образцах с поперечной ориентацией образуются «кристаллы», находящиеся в тени нитей стекловолокна защитного слоя. На образцах, ориентированных вдоль потока, таких «кристаллов» не образуется за исключением тех мест, где нити ориентированы под углом к потоку.

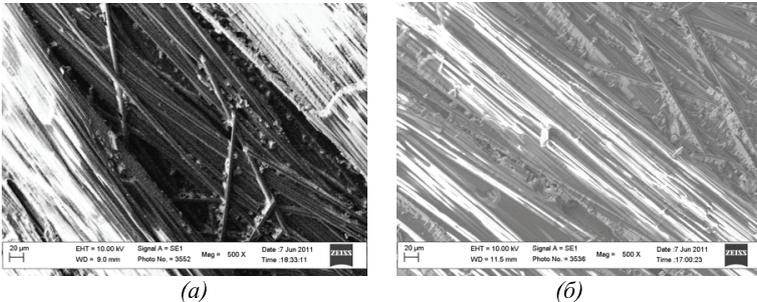


Рис. 4 – Поверхность образцов при угле падения ионов 45° при продольной (а) и поперечной (б) ориентации волокон относительно потока ионов.

По мере распыления образца наблюдается постепенное снижение максимума распыления при угле падения 60° . Возможно, что этот эффект связан с частичным оголением углеродных волокон, находящихся под стеклянными нитями.

Таким образом, показано, что для получения данных по распылению композиционных материалов необходимо строго выполнять множество ограничений на параметры эксперимента и проводить тщательную методическую подготовку.

Влияния флюенса на скорость распыления защитного слоя углепластика не обнаружено. При полном распылении защитного слоя возможно уменьшение коэффициента распыления за счет перехода к распылению углеволоконной основы.

Обнаружено значительное (около 40%) влияние ориентации образца относительно потока ионов на величину коэффициента распыления при наклонном падении ионов. Показано, что этот эффект связан с частичным затенением поверхности стеклянными нитями, образующими защитный слой углепластика.

1 Сайт стенда ПП-2 МАИ, <http://www.spp2.ru>

2 Eric J. Pencil, Thomas Randolph, David Manzella, “End-of-life Stationary Plasma Thruster far-filed plume characterization”, AIAA-96-2709, Joint Propulsion Conference and Exhibit, 32nd, Lake Buena Vista, FL, July 1-3, 1996.

3 John D. Williams, Michael M. Gardner, Mark L. Johnson, and Paul J. Wilbur. Xenon sputter yield measurements for ion thruster materials. – IEPC-03-130 at the 28th Int’l Electric Propulsion Conf., Toulouse, France, 17-21 March 2003.

4 Проблемы прикладной физики. Распыление твердых тел ионной бомбардировкой. Физическое распыление одноэлементных твердых тел/ Под ред. Р. Берриша: Пер. с англ./Под ред. В.А. Молчанова. М.: 1984. – 336 с.

ИЗУЧЕНИЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ ПОТОКОВ ПРОТОНОВ И АТОМАРНОГО КИСЛОРОДА НА СВОЙСТВА ПОКРЫТИЙ, ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДОМ МИКРОДУГОВОГО ОКСИДИРОВАНИЯ

А.М. Борисов¹, Л.А.Жиляков², К.Е. Кирикова¹, Л.С.Новиков², В.Н.Черник²

¹*«МАТИ»-Российский государственный технологический университет имени К.Э. Циолковского*

²*Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ*
E-mail: anatology_borisov@mail.ru

В околоземном космическом пространстве на материалы внешней поверхности космических аппаратов (КА) действуют различные виды излучений, состав и плотность которых зависят от орбиты объекта. Терморегулирование КА с помощью керамических, композиционных и лакокрасочных покрытий осуществляется подбором соответствующих коэффициентов отражения и испускания излучения обращенных в космос поверхностей. При воздействии факторов космического пространства эти коэффициенты в идеале должны оставаться неизменными, но воздействие излучений приводит к уменьшению коэффициента отражения защитных покрытий, что, в конечном счете, уменьшает срок нормального функционирования аппаратов.

Радиационные воздействия обусловлены облучением материалов КА электронами и ионами с энергией выше $\sim 10^5$ – 10^6 эВ, вызывая в объеме вещества ионизацию атомов, формирование локальных электрических зарядов, образование дефектов, ядерные превращения и другие процессы. Радиационными эффектами называют любые изменения структуры, свойств и состояний материала, вызванные действием излучения [1].

В настоящей работе осуществлялись имитационные испытания воздействия факторов космического пространства на свойства покрытий, полученных методом микродугового оксидирования (МДО) [2]. Эксперименты проводили для условий длительного воздействия протонами энергии 500 кэВ и потока атомарного кислорода со средней энергией 30 эВ. Сравнительным методом исследовали влияние указанных факторов на морфологию, отражательные и механические свойства МДО-покрытий. В экспериментах также использовали образец с терморегулирующим лакокрасочным покрытием ЭКОМ-1, имеющим коэффициент отражения солнечного излучения 0,4 [3].

Характеристика образцов МДО-покрытий на алюминиевых сплавах АМг5 и Д16 и виды испытаний приведены в таблице 1. Образцы изготовлены в виде шайб диаметром 20 мм и толщиной 5 мм. МДО проводили при равном отношении катодного и анодного токов.

Для исследования отражающих свойств МДО-покрытий в диапазоне длин волн 340-1000 нм использовали методику, описанную в работе [3]. Измеряли спектральный апертурный коэффициент отражения, который представляет собой отношение излучения, отраженного от поверхности образца в определенных направлениях, к излучению, отраженному в тех же направлениях эталоном.

Таблица 1

Образец	Сплав	Концентрация компонентов электролита, г/л		Время обработки, мин	Плотность тока, А/дм ²	Вид воздействия
		NaOH	Жидкое стекло			
1	AMg5	1,5	7	180	11	500 кэВ Н ⁺
4 (белый)	AMg5	2	7	180	11	500 кэВ Н ⁺
7	AMg5	2	7	420	6,5	Ат. кислород
4 (серый)	Д16	1,5	9	20	10	Ат. кислород

Спектральный коэффициент отражения (СКО) β_λ получали относительно ЭКОМ-1 или эталона MgO усреднением по горизонтальному участку кривой спектрального апертурного коэффициента отражения (в интервале длин волн от 400 до 650 нм). Ранее [3] было найдено, что спектральная отражательная способность покрытия ЭКОМ-1 в коротковолновой области имеет минимум при длинах волн 340-390 нм, а МДО-покрытия, хотя и имеют меньшие СКО, чем ЭКОМ-1, сохраняют свои отражательные свойства во всем оптическом диапазоне.

Облучение протонами с энергией 500 кэВ проводили на каскадном генераторе КГ-500 НИИЯФ МГУ с флюенсом 10^{16} ион/см² при плотности потока $6 \cdot 10^{12}$ ион/с·см². Для сравнительных исследований половину облучаемой поверхности образцов закрывали алюминиевой фольгой, непроницаемой для протонов.

Оценено влияние облучения протонами на отражательные характеристики нешлифованных (рис. 1) и шлифованных поверхностей МДО-покрытий и покрытия ЭКОМ-1 (рис. 2). Сравнение данных говорит о существенном потемнении поверхности образцов всех материалов в результате протонного облучения. Для нешлифованных МДО-покрытий до облучения $\beta_\lambda(1) = 0,47$ и $\beta_\lambda(4) = 0,61$ соответственно для образцов №1 и №4. Облучение протонами приводит к уменьшению $\beta_\lambda(1) = 0,33$ и $\beta_\lambda(4) = 0,54$ на, соответственно, 0,14 и 0,07. Для шлифованных МДО-покрытий до облучения $\beta_\lambda(1) = 0,42$ и $\beta_\lambda(4) = 0,35$. После облучения отражение снизилось на 0,1 и 0,07 соответственно.

В целом, МДО-покрытия являются более стойкими в отношении воздействия протонов на их отражающие свойства по сравнению с используемым на практике терморегулирующим покрытием ЭКОМ-1. Облучение протонами покрытия ЭКОМ-1 приводит к общему существенному уменьшению его

спектрального коэффициента отражения, т.е. к окрашиванию (потемнению) покрытия. До облучения $\beta_\lambda = 0,96$. После облучения β_λ снижается до 0,34; т.е. на 0,62. При этом спектральный коэффициент отражения изменяется на 0,37.

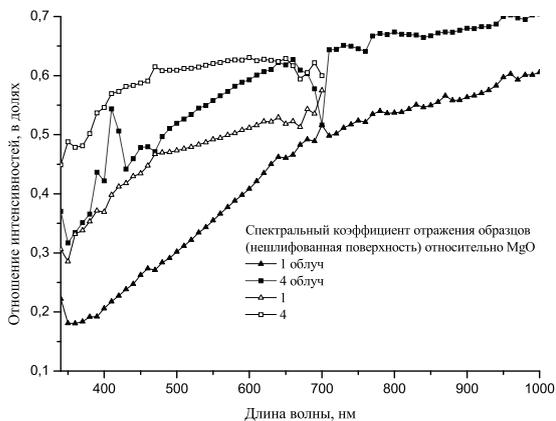


Рис. 1. Спектральный коэффициент отражения нешлифованными МДО-покрытиями относительно MgO

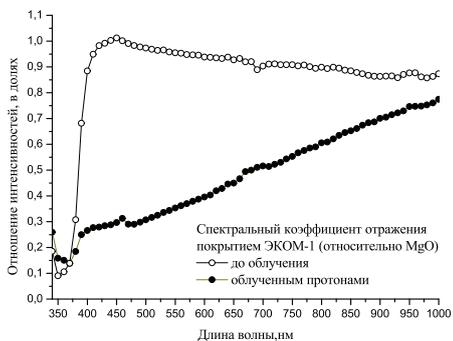


Рис. 2. Спектральный коэффициент отражения покрытием ЭКОМ-1 относительно MgO

Согласно [1], именно протоны оказывают наибольшее радиационное воздействие на терморегулирующие белые эмали. При этом изменение рельефа приводит только к изменению зеркальной составляющей, а изменение структуры и состава вещества в поверхностном слое – к изменению как зеркальной, так и диффузной составляющих зондирующего излучения, отраженного поверхностью. Из рис. 1 и 2 видно, как изменяется характер диффузной составляющей отраженного от шероховатых поверхностей света: она приобретает практически линейную зависимость от длины волны, причем отражение возрастает с ростом длины волны. Для шлифованных МДО-образцов изменения характера кривой не наблюдалось.

Оценку глубины модифицирования МДО-покрытий проводили с помощью компьютерной программы SRIM [4]. Глубина пробега протонов с энергией 500 кэВ, рассчитанная для мишени, состоящей из Al_2O_3 , составляет $R_p=3,5$ мкм с разбросом $\Delta R_p=0,2$ мкм.

Проведен анализ влияния радиационного воздействия на микротвердость облученных протонами МДО-покрытий. Микротвердость по Виккерсу определяли на металлографическом комплексе LEITZ Metalloplan (при вдавлении пирамидки с нагрузкой 2Н и временем выдержки 10 с). Сопоставление полученных результатов говорит о практическом отсутствии влияния облучения протонами на микротвердость покрытий, высокие значения которой для МДО-покрытий (1100 ± 200 НВ) являются одним из преимуществ этих композиционных керамических материалов.

На низких околоземных орбитах одним из важнейших механизмов повреждения материалов поверхности КА является их эрозия под действием химически активного атомарного кислорода.

Облучение потоком атомарного кислорода проводили на имитационном стенде с магнитоплазодинамическим ускорителем кислородной плазмы [5]. Эквивалентный флюенс в описываемых экспериментах с энергией атомов кислорода 30 эВ составлял $4,3 \cdot 10^{20}$ ион/см², что соответствует фактическому флюенсу $0,72 \cdot 10^{20}$ ион/см² [1].

Результаты измерения СКО показали, что облучение кислородом несколько увеличило спектральное отражение (на 0,02 для образца МДО-покрытия на сплаве АМг5). Этот, так называемый эффект отбеливания, небольшой и может быть связан с эрозией поверхности. Для образца покрытия на сплаве Д16 эффект отбеливания еще меньше.

Взвешивание образцов проводили на аналитических весах АДВ-200 с ценой деления 0,1 мг вне камеры до и после облучения. Полученные данные по потере массы позволяют оценить коэффициент распыления МДО-покрытий, как отношение среднего числа удаленных атомов к числу упавших на поверхность атомов кислорода. Коэффициенты распыления для двух образцов МДО-покрытий

(расчет для Al_2O_3) приблизительно одного порядка величины и составляют 0,05 ат./ат.кислорода.

Моделирование распыления $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ атомами кислорода с энергиями 20 – 50 эВ показывает, что экспериментально наблюдаемое распыление может быть обусловлено физическим, столкновительным механизмом распыления твердых тел бомбардировкой быстрыми частицами.

Экспериментально найденная эрозия МДО-покрытий под действием потока атомарного кислорода является незначительной по сравнению с эрозией многих углеродных и полимерных композиционных материалов, применяемых на внешней стороне космических аппаратов.

Изучение поверхностей МДО-покрытий с помощью оптического микроскопа Axiostar Plus также не выявило изменений в морфологии поверхности.

Можно предположить, что совместное (синергетическое) воздействие факторов космического пространства, а именно облучение протонами и атомарным кислородом приведет к уменьшению эффекта потемнения поверхности.

Работа выполнена в рамках госконтракта №02.740.11.0389 и деятельности научно-образовательного центра «Технологии и исследования наноматериалов аэрокосмической техники» НИИЯФ МГУ.

1. Новиков Л.С. Радиационные воздействия на материалы космической техники. М.: Университетская книга, 2010. - 192 с.
2. Суминов И.В., Белкин П.Н., Эпельфельд А.В., Людин В.Б., Криг Б.Л., Борисов А.М. Плазменно-электролитическое модифицирование поверхности металлов и сплавов. Под общей ред. И.В.Суминова. В 2-х томах. Т.2. М.: Техносфера, 2011.- 512 с.
3. Борисов А.М., Кирикова К.Е., Суминов И.В. Светотехнические свойства керамикоподобных покрытий на алюминиевых сплавах // Физика и химия обработки материалов. 2011, №2, с.42-45.
4. www.srim.org
5. Акишин А.И., Новиков Л.С., Черник В.Н. Воздействие на материалы и элементы оборудования космических аппаратов вакуума, частиц ионосферной плазмы и солнечного ультрафиолетового излучения. Новые наукоемкие технологии в технике. Энциклопедия. т.17. Под ред. Касаева К.С., Новикова Л.С., Панасюка М.И., М.: ЗАО НИИ «ЭНЦИТЕХ», 2000, с.100-138.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИХ РАЗРЯДОВ НА ФОТОПРЕОБРАЗОВАТЕЛИ И ЗАЩИТНЫЕ СТЕКЛА ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ГОРЯЧЕЙ МАГНИТОСФЕРНОЙ ПЛАЗМОЙ

Н.Е. Маслякова¹, Л.С. Гаценко¹, Л.С. Новиков², М.С. Самохина²,
В.В. Ханкин²

¹ОАО «НПП «Квант»; ²НИИ ядерной физики имени Д.В. Скобельцына МГУ
E-mail: natalia.maslyakova@gmail.com

Ранее проведенные исследования воздействия горячей магнитосферной плазмы на кремниевые солнечные батареи (СБ) показали, что при их электризации возникают электростатические разряды (ЭСР), которые при определенных условиях приводят к снижению мощности СБ [1]. Однако в связи с разработкой СБ нового поколения на основе трехпереходных фотопреобразователей с гетеронаноструктурой InGaP/InGaAs/Ge и применением усовершенствованной конструкции и новых наружных диэлектрических материалов возникла необходимость провести комплекс исследований по влиянию поверхностных ЭСР на параметры трехпереходных фотопреобразователей и некоторых диэлектрических материалов.

Данная работа посвящена исследованию условий возникновения поверхностных ЭСР при облучении электронами горячей магнитосферной плазмы и их влияния на параметры фотопреобразователей, фрагментов СБ и защитных стекол.

Для моделирования процесса воздействия горячей магнитосферной плазмы использовалась специально созданная лабораторная установка, обеспечивающая облучение образцов потоками электронов с энергиями 10-50 кэВ [2]. В качестве объектов для исследования были выбраны отдельные защитные стеклянные пластины двух типов, а также фрагмент СБ.

Защитные стеклянные пластины

Исследование влияния горячей магнитосферной плазмы на свойства защитных стекол СБ проводилось для пластин, изготовленных из стекла К-208 толщиной 130 мкм и стекла СМГ толщиной 100 мкм [2]. Надо отметить, что стеклянные пластины второго типа начали применяться сравнительно недавно для защиты СБ на основе трехпереходных фотопреобразователей, поэтому ранее не проводилось их тщательного изучения.

До эксперимента было проведено микроскопическое исследование пластин. Оно показало наличие дефектов на поверхности стекла К-208, которые, вероятно, способны снизить стойкость стеклянных пластин данного типа к различным видам воздействий. Для стекла СМГ видимых отклонений не было обнаружено.

Отдельные образцы, закрепленные на металлической подложке в вакуумной камере, облучались моноэнергетическими потоками электронов с энергией 30 кэВ. В ходе эксперимента был выявлен порог возникновения разрядов в стеклянных пластинах по плотности тока. Для стекла К-208 он составил $\sim 5\text{--}13,5$ нА/см², а для стекла СМГ $\sim 20\text{--}56$ нА/см². Такая разница в значениях объясняется более высокой собственной проводимостью стекла СМГ и более совершенной структурой по сравнению со стеклом К-208. Частота следования разрядов в пороговой области значений плотности тока для обоих типов стекла была в пределах $10^2\text{--}10^1$ Гц. При увеличении плотности тока она возрастала до 1-5 Гц. Например, для стекла К-208 средний период следования разрядов составлял около 2 с при плотности тока ~ 30 нА/см² и незначительно снижился (до $\sim 0,5$ с) при дальнейшем увеличении тока до $100\text{--}200$ нА/см².

Амплитуда разрядных импульсов, зарегистрированных в ходе эксперимента на нагрузочном сопротивлении 50 Ом, составляла от 35,3 до 61,8 В, длительность разрядных импульсов колебалась от 4 до 8 мкс (рис. 1).

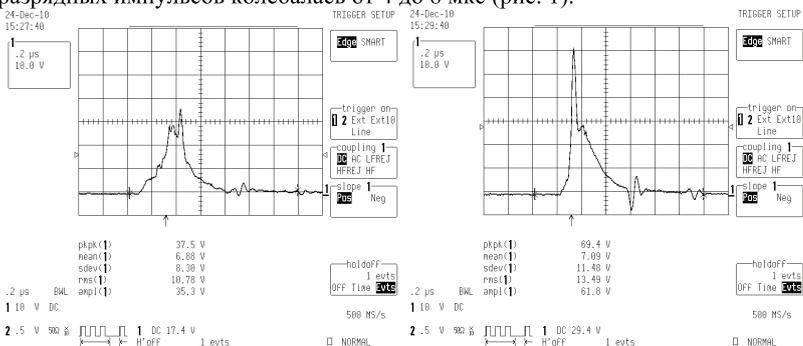


Рис. 1. Характеристики разрядных импульсов

Микроскопическое исследование облученных защитных стеклянных пластин выявило разную структуру разрядных каналов для различных типов стекла. Для стекла К-208 (рис. 2а) характерны редкие, отдельно расположенные центральные каналы, иногда окруженные небольшими по площади фигурами каналов, параллельных поверхностям пластины и лежащих на глубине пробега электронов. Для стекла СМГ (рис. 2б), как правило, наблюдалась разветвленная сеть горизонтальных каналов, выходящих на поверхность через центральный разрядный канал. Причем на некоторых образцах были обнаружены группы из нескольких близко расположенных центральных каналов.

Несмотря на видимые изменения структуры стеклянных пластин, их оптические свойства изменились незначительно. В результате эксперимента коэффициент пропускания стекла К-208 снизился лишь на 2%, а для стекла СМГ его изменение составило менее 1%.

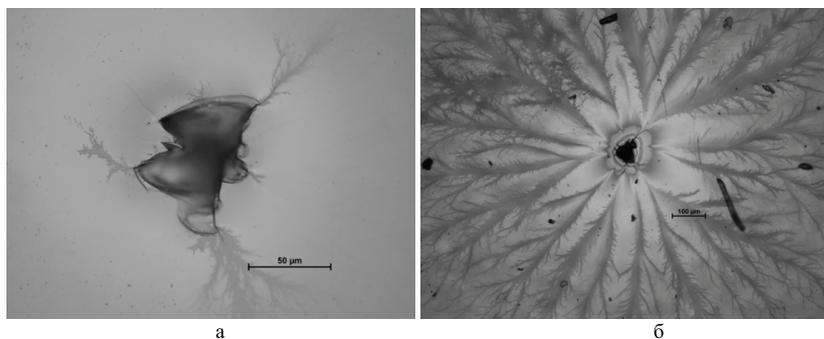


Рис. 2. Разрядные каналы в стекле К-208 (а) и SMG (б)

Отдельной задачей являлось определение зависимости частоты следования разрядов от температуры. В эксперименте исследовались образцы стеклянных пластин размером 20x20 мм, изготовленные из стекол К-208 и SMG. Энергия потока первичных электронов составляла $E_e = 25$ кэВ, плотность тока $J = 100$ А/см².

Для образцов из стекла К-208 частота разрядов f плавно уменьшалась от 0,07 Гц до 0,03 Гц при увеличении температуры с 27 °С до 60 °С, а затем, при 70 °С, резко падала до 0,003 Гц. Дальнейшее нагревание до 100 °С не приводило к изменению частоты разрядов. Для образцов из стекла SMG в интервале температур 27-90 °С частота разрядов f была постоянной, причем примерно в 2 раза меньшей, чем для стекла К-208 в тех же условиях. Резкое падение f наблюдалось только при 90 °С.

Различие в зависимостях частоты следования разрядов от температуры двух типов стекол можно объяснить более высокой собственной проводимостью стекла SMG по сравнению со стеклом К-208.

Таким образом, стекло SMG более желательно для использования в качестве защиты фотопреобразователей СБ в условиях космоса, где средняя рабочая температура батареи составляет около 50 °С.

Было обнаружено, что понижение температуры образцов до -60 °С увеличивает частоту следования разрядов, не оказывая при этом существенного влияния на их амплитуду и длительность.

Фрагмент СБ

Фрагмент СБ представлял собой сборку из двух трехпереходных фотопреобразователей и диодного блока, закрепленных на каркасе. На лицевую и тыльную стороны фотопреобразователей в сборке были наклеены защитные стеклянные пластины из стекла SMG и К-208 соответственно.

На рис. 3 показан фрагмент СБ в камере установки во время эксперимента. Образец облучался пучком электронов с энергией 50 кэВ и плотностью тока порядка 100 нА/см².

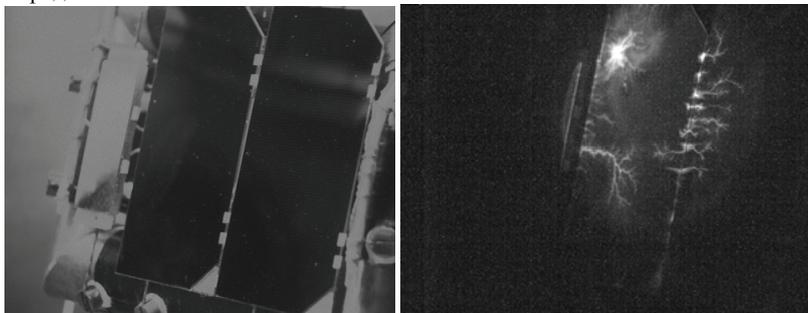


Рис. 3 Фрагмент СБ в процессе облучения

Разряды в образце, как видно на фотографии, возникали между поверхностью стеклянных пластин и металлическими частями сборки. Локализация ЭСР на краях фотопреобразователей в сборке обусловила снижение количества разрядов в их центральной части по сравнению с отдельно облучаемыми образцами [2].

Измерение основных электрических характеристик после облучения показало, что для фрагмента СБ ухудшился только рабочий ток, остальные же параметры батареи изменились незначительно.

Для более глубокого понимания причин ухудшения рабочего тока было принято решение разобрать фрагмент СБ и далее исследовать оба отдельных фотопреобразователя.

Микроскопическое исследование поверхности фотопреобразователей не выявило видимых изменений лицевого защитного стекла первого фотопреобразователя. На втором же были обнаружены следы разрядов – сеть горизонтальных каналов и один центральный разрядный канал (рис. 4)

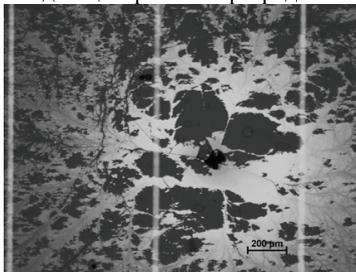


Рис. 4 Микрофотография лицевой стороны фотопреобразователя

Вольт-амперные характеристики показали, что ток короткого замыкания и напряжение холостого хода обоих фотопреобразователей изменились незначительно. При этом изменение рабочего тока при рабочем напряжении 1,9 В составило 1,5 и 6 % соответственно.

При изучении спектральных характеристик фотопреобразователей (рис. 5), было определено, что изменение рабочего тока произошло в основном вследствие ухудшения качества третьего (германиевого) перехода под действием ЭСР.

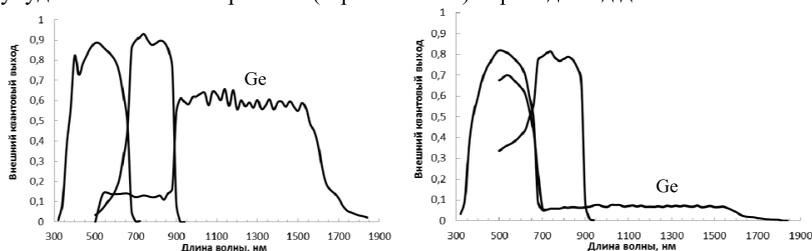


Рис. 5. Спектральные характеристики облученных фотопреобразователей

Выводы

По результатам эксперимента, направленного на изучение воздействия горячей магнитосферной плазмы на образцы защитных стеклянных пластин и фрагментов СБ, были определены условия возникновения поверхностных ЭСР, а также исследовано их влияние на свойства двух типов защитных стекол, параметры фрагмента СБ и его отдельных фотопреобразователей.

В ходе работы было определено, что порог возникновения разрядов для стекла К-208 составляет $\sim 5\text{--}13,5$ нА/см², для стекла СМГ $\sim 20\text{--}56$ нА/см². Также были выявлены зависимости частоты следования разрядов от плотности тока первичных электронов и от температуры образцов.

Исследование образцов стеклянных пластин после облучения показало, что оптические характеристики под действием ЭСР изменяются слабо. Коэффициенты пропускания стекол К-208 и СМГ снизились на 2 и 1% соответственно. Для фрагмента СБ было обнаружено снижение рабочего тока после облучения, что объяснялось ухудшением качества германиевого перехода фотопреобразователей. При этом ток короткого замыкания и напряжение холостого хода в ходе эксперимента изменились несущественно.

1. Новиков Л.С. Взаимодействие космических аппаратов с окружающей плазмой. Учебное пособие. – М.: Университетская книга, 2006, 120 с.
2. Маслякова Н.Е., Гащенко Л.С., Каган М.Б., Самохина М.С., Ханкин В.В., Новиков Л.С., Шведун В.И. Влияние поверхностных электрических разрядов на характеристики трехпереходных фотопреобразователей на основе арсенида галлия. В кн.: Труды 2-й Всероссийской школы-семинара студентов, аспирантов и молодых ученых

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ И СВОЙСТВ ОРГАНО-НЕОРГАНИЧЕСКИХ КОМПОЗИЦИЙ НА ОСНОВЕ ПОЛИИМИДОВ И СВЕРХРАЗВЕТВЛЕННЫХ ПОЛИОРГАНОСИЛОКСАНОВ ТРАВЛЕНИЕМ КИСЛОРОДНОЙ ПЛАЗМОЙ

Вернигоров К.Б.¹, Чугунова А.А.¹, Алентьев А.Ю.^{1,2}, Мешков И. Б.³, Музафаров А.М.³, Новиков Л.С.⁴, Черник В.Н.⁴

¹ МГУ имени М.В. Ломоносова, химический факультет (konstantin_verni@mail.ru; Москва, Ленинские горы, д.1 стр. 11, МГУ, Химический факультет, кафедра Химической Технологии и Новых Материалов, 119991)

² Институт нефтехимического синтеза им. А.В. Топчиева РАН

³ Институт синтетических полимерных материалов им. Н.С. Ениколопова РАН, Москва

⁴ Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ имени М.В. Ломоносова

Одной из задач первостепенной важности является разработка эффективных способов защиты полимеров, используемых в авиакосмической промышленности, в частности полиимидов, от воздействия атомарного кислорода (АК) [1]. В настоящее время основной тенденцией в этой области является создание органо-неорганических композиций с помощью введения в полимерный материал неорганических наполнителей, или силоксансодержащих модификаторов.

Объектами исследования в данной работе являлись полиимиды двух структур: полиимид на основе резорцинового диамина и оксидифталевого диангидрида (ПИ1), а также активно применяемый в авиакосмической промышленности полипиромеллитимид (ПИ2). Структуры исследуемых полиимидов представлены на рис. 1.

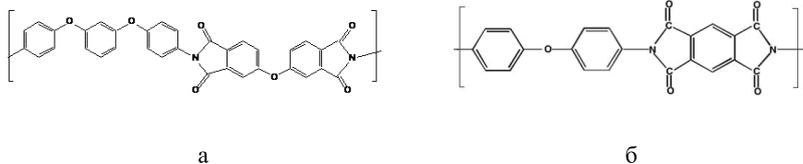


Рис.1. Структура элементарного звена исследуемых полиимидов: а – ПИ1; б – ПИ2

В качестве модификаторов, способных увеличить стойкость полимеров к воздействию АК, использовались вещества, относящиеся к классу сверхразветвленных полиорганосилоксанов: сверхразветвленный полиэтоксисилоксан (СПЭС), а также получаемый в процессе его гидролиза

силиказоль (СЗ) [2]. Схематично структуры модификаторов представлены на рис. 2.

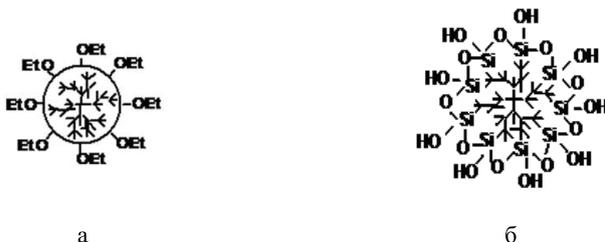


Рис. 2. Структуры сверхразветвленных полиорганосилоксанов: а – СПЭС; б – СЗ

Как видно, из представленного рисунка СПЭС представляет из себя глобулярную сильно-разветвленную структуру, практически не содержащую циклических фрагментов, с высоким содержанием этоксигрупп (OC_2H_5), способных к дальнейшим превращениям. СЗ в свою очередь характеризуется наличием более плотного ядра за счет образования в структуре связей Si-O-Si, а также поверхностью, функционализированной OH-группами, образующимися в процессе гидролиза СПЭС.

Композиции ПИ1 и ПИ2 с различным содержанием сверхразветвленных полиорганосилоксанов изготавливались смешением модификаторов с полиамидокислотами (прекурсорами полиимидов ПИ1 и ПИ2 соответственно) и последующим отверждением смесевых композиций по заданным температурным режимам. Полученные образцы облучались потоком кислородной плазмы на магнитоплазмадинамическом ускорителе. По изменению массы и толщины образцов были рассчитаны объемные (R_v) и массовые (R_m) коэффициенты эрозии, характеризующие устойчивость материала к воздействию АК [3]. В табл. 1 представлены результаты расчетов.

Из табл. 1 видно, что введение в полиимиды сверхразветвленных полиорганосилоксанов, как для ПИ1, так и для ПИ2, позволяет существенно повысить устойчивость к воздействию АК.

Морфология поверхности образцов после облучения была исследована методом сканирующей электронной микроскопии в сочетании с элементным анализом поверхности (СЭМ). СЭМ-изображения поверхности некоторых из исследуемых объектов, после облучения кислородной плазмой, представлены на рис. 3. В случае полиимидов ПИ1 и ПИ2 поверхность образцов после облучения приобретает ворсообразную морфологию (рис. 3а,б), типичную для большинства облученных полимеров. Деструкция поверхностного слоя сопровождается образованием участков повышенной эрозии (элементы свободного объема и участки пониженной плотности в исходной полимерной структуре) – областей

наиболее интенсивного взаимодействия кислородной плазмы с веществом, или областей с повышенной скоростью химической деструкции. На изображениях они имеют вид черных участков, окруженных темно-серым ореолом. В большинстве случаев такие участки накладываются друг на друга, образуя протяженные области. При этом области с повышенной устойчивостью к воздействию АК (возможно, кристаллиты или домены с высокой упорядоченностью полимерных цепей) имеют светлую окраску, заметно контрастирующую с темными участками высокой эрозии.

Таблица 1. Коэффициенты эрозии полимеров после облучения потоком кислородной плазмы

Тип образца	$R_m \cdot 10^{-24}$, г/атомО	$R_v \cdot 10^{-24}$ см ³ /атом О
Образцы с ПИ1		
ПИ1	3,9	3,5
ПИ1-СПЭС		
ПИ1-3%СПЭС	2,68	2,14
ПИ1-10%СПЭС	1,94	1,07
ПИ1-СЗ		
ПИ1-3%СЗ	2,46	1,5
ПИ1-10%СЗ	1,61	0,72
Образцы с ПИ2		
ПИ2	4,4	2,85
ПИ2-СПЭС		
ПИ2-3%СПЭС	2,29	1,95
ПИ2-8%СПЭС	1,57	1,2
ПИ2-СЗ		
ПИ2-3%СЗ	1,19	0,86
ПИ2-10%СЗ	0,2	0,14

Для композиций ПИ1 и ПИ2 со сверхразветвленными полиорганосилоксанами было установлено, что снижение значений R_m и R_v достигается за счет образования в процессе облучения частиц SiO_2 , распределенных в объеме полимерной матрицы (рис. 3в, 3г). Обладая высокой устойчивостью к АК, частицы SiO_2 экранируют нижележащий полимер от воздействия частиц кислородной плазмы, имитирующей АК, повышая тем самым устойчивость материала. Средний размер частиц увеличивался от 0,5 до 2,5 мкм по мере увеличения концентрации СЗ и СПЭС, при этом для композиций с содержанием СПЭС более 5%, как для ПИ1, так и для ПИ2, на поверхностях образцов на фоне частиц модификатора, имеющих средний размер 2 мкм, отчетливо выделялись конгломераты размером до 5-10 мкм. При содержании СПЭС 1% также наблюдались одиночные конгломераты размером около 4,5 мкм.

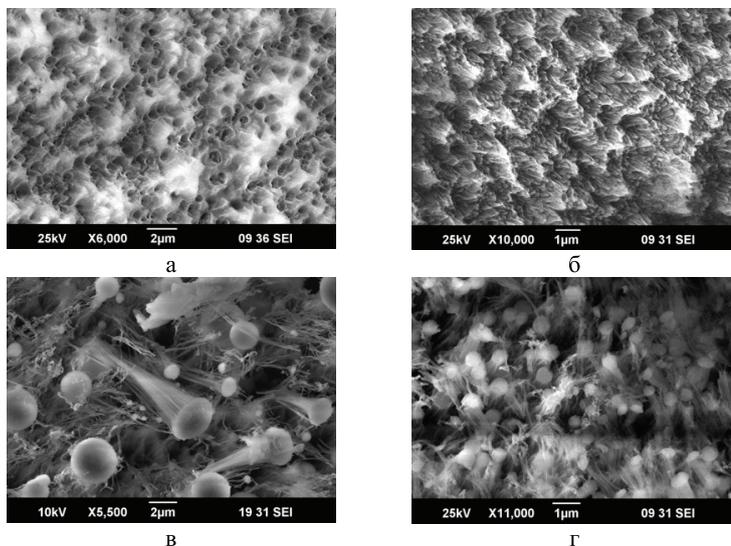


Рис. 3. СЭМ-изображения поверхностей полимерных композиций после облужения кислородной плазмой: а - ПИ1; б - ПИ2; в - ПИ1-3%СЗ; г - ПИ2-3%СЗ

Стоит отметить, что наиболее равномерное распределение агрегатов частиц наполнителя по размерам, а также распределение в объеме полиимидной матрицы наблюдалось при содержании СПЭС и СЗ в соотношении 1, 3 % масс.

Помимо практического интереса – создания функциональных материалов с повышенной устойчивостью к воздействию АК, не менее важным вопросом является изучение структурных изменений в полиимидах после введения различных наполнителей. Ранее, нами была показана возможность использования методики глубокого травления полимеров кислородной плазмой не только для изучения устойчивости материалов к воздействию АК, но и для установления их структурных особенностей. Так, в работе [4] данная методика в комплексе с методом СЭМ и количественным анализом изображений поверхности была использована для изучения особенностей пространственного распределения полимерного модификатора в объеме эпоксидного связующего.

В данной работе, в ходе детального анализа СЭМ-изображений поверхностей полимерных композиций после травления кислородной плазмой, возникло предположение, что помимо защитного эффекта, создаваемого частицами SiO_2 , незначительное повышение устойчивости образцов к воздействию АК может быть достигнуто за счет образования вокруг агрегатов частиц модификатора областей с повышенной упорядоченностью полимерных цепей ПИ1 или ПИ2. Так,

практически на всех СЭМ-изображениях полимерных композиций после облучения, от образовавшихся частиц SiO_2 отходят нитевидные «хвосты» (рис. 3в, г). Элементным анализом поверхности показано, что наблюдаемые «хвосты» не содержат Si и, по-видимому, имеют полимерную природу.

Данные образования, предположительно, представляют собой области структурной упорядоченности молекул ПИ1 и ПИ2, так как из литературы [1] известно, что при глубоком травлении материалов кислородной плазмой, меньшим коэффициентом эрозии обладают области материала с повышенной степенью кристалличности. Однако этот вопрос остается открытым и требует дальнейшего изучения с привлечением дополнительных методов структурного анализа, например, метода малоуглового рентгеновского рассеяния.

1. Shimamura H., Nakamura T. Mechanical properties degradation of polyimide films irradiated by atomic oxygen. *Polymer Degradation and Stability*. - 2009 - v. 94. - p. 1389–1396.
2. Kazakova V.V., Rebrov E.A., Myakushev V.B., Strelkova T.V., Ozerin A.N., Ozerina L. A., Chenskaya T.B., Sheiko S.S., Sharipov E.Yu. From a Hyperbranched Polyethoxysiloxane Towards Molecular Forms of Silica. A Polymer-Based Approach to the Monitoring of Silica Properties. *ACS Symposium Book Series 729*, Eds S.J. Clarson, J.J. Fitzgerald, M.J. Owen and S.D. Smith, - 2000. - Ch. 34. - p. 503–515.
3. ASTM E 2089-00 (2006). *Standart Practices For Ground Laboratory Atomic Oxygen Interaction Evaluation of Materials For Spacecraft Applications*.
4. Вернигоров К.Б., Алентьев А.Ю., Костина Ю.В., Новиков Л.С., Черник В.Н. «Исследование поверхностной активности модификатора полимерной композиции травлением кислородной плазмой» // сб. тез. докл. XVII Всероссийской конференции «Структура и динамика молекулярных систем» - 2010. - с. 35.

СПОСОБ НАНОСТРУКТУРИРОВАНИЯ ПЛАЗМЕННО-КЛАСТЕРНЫХ ПОКРЫТИЙ

С.В. Савушкина, М.Н. Полянский, Т.А. Евдокимова

Государственный научный центр Федеральное государственное унитарное предприятие имени М.В. Келдыша

E-mail: nanocentre@kerc.msk.ru

Одним из перспективных методов получения покрытий является плазменно-кластерный метод. Он позволяет формировать толстые многослойные теплозащитные, а также износостойкие покрытия.

Плазменно-кластерная технология основана на подаче напыляемого порошкового материала в канал плазмотрона, в котором происходят различные теплофизические превращения (плавление, диспергирование, испарение, конденсация напыляемого материала в плазмотроне и в струе), разгон двухфазного потока в сопле и в струе, расширяющейся в среду с пониженным

давлением (рис. 1). Частицы с размером 10 мкм и меньше разгоняются до скоростей более 1 км/с. [1].

Исходный порошок диспергируют либо в плазматроне, либо полностью испаряют его в канале с последующей конденсацией в сопле и в струе. Размеры получающихся при этом частиц (кластеров) будут изменяться в диапазоне 10 – 1000 Å. Структура полученных покрытий состоит из слоев пластифицированных дискообразных частиц, покрытых частицами нанометрового размера, которые образуются в результате кластеризации паровой фазы в потоке [2]. Эти частицы способствуют более прочному сцеплению как отдельных частиц, так и их слоев, образовавшихся в результате разных проходов.

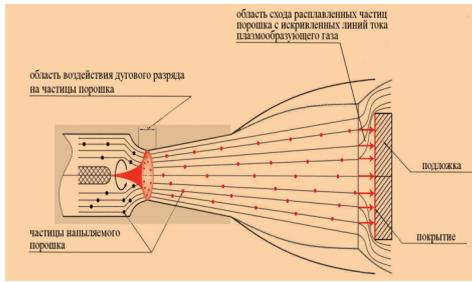


Рис. 1. Схема плазменно-кластерного напыления покрытий

Во многих случаях полученные покрытия обладают коэффициентом температурного расширения (КТР), как правило, в 2-3 раза отличающимся от КТР подложки, что приводит при наличии многократных термоциклических нагрузок к появлению трещин в покрытии и его разрушению.

Для улучшения рабочих характеристик покрытия при многократных термоциклических нагрузках предлагается способ продольного послойного наноструктурирования. Способ заключается в напылении покрытия через маску с отверстиями и перемычками между ними (рис. 2). Таким образом, механизм образования покрытий в открытых и затененных областях разный. В области отверстий происходит образование обычного плазменно-кластерного покрытия со структурой, состоящей из сильно пластифицированных частиц. А в области затенения реализуется течение Прандтля-Майера - сверхзвуковое обтекание перемычки паровой фазой материала в маске с образованием веера волн разряжения, проходя который из паровой фазы напыляемого материала конденсируются наночастицы [3]. Затем они выпадают на подложку и образуют узкие полосы в покрытии, состоящие целиком из наночастиц, при практически полном отсутствии пор между ними.

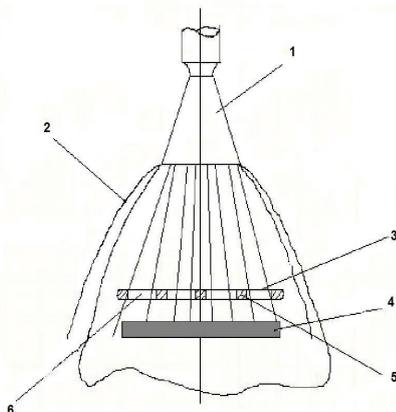


Рис. 2. Схема эксперимента. 1 — сверхзвуковое сопло плазмотрона , 2- висячий скачок уплотнения, 3 - маска, 4- подложка, 5- отверстие в маске, 6 — перемычка между отверстиями.

На рис.3 показаны изображения с растрового электронного микроскопа морфологии полученных покрытий в области отверстий (а) и в области затенения (б). В области квадратов покрытие характеризуется крупными пластифицированными частицами размером до 50 мкм и крупными порами. В области «затенения» частицы покрытия размером менее 1 мкм и наночастицы.

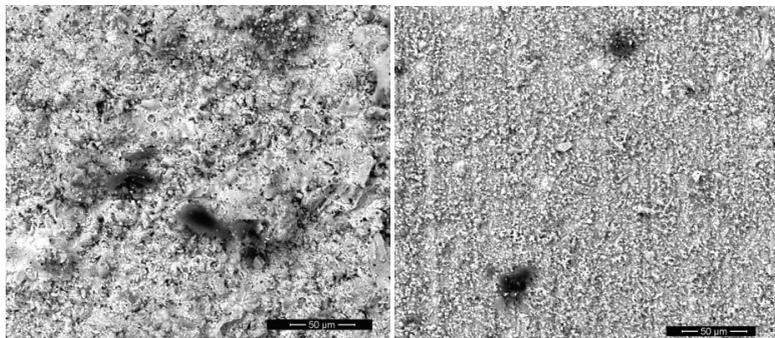


Рис.3. а) Структура обычного плазменно-кластерного покрытия, образующегося в результате пластификации расплавленных частиц порошка в области отверстий, б) Структура, состоящая из мелких частиц, образующаяся при течении Прандтля- Майера в затененных областях.

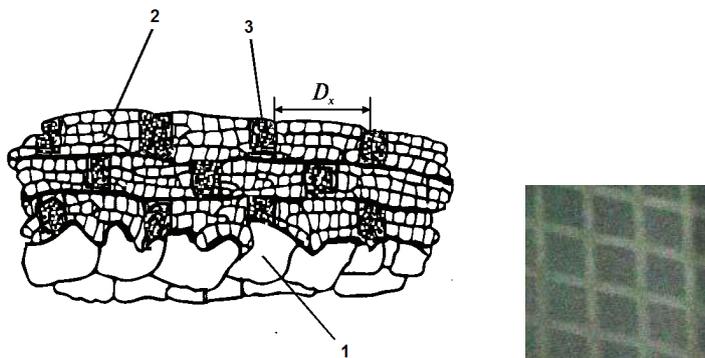


Рис. 4. Схематическое изображение структуры типа «решетка» и внешний вид поверхности.

Таким образом, в продольном направлении образуется ячеистая структура покрытия, состоящая из областей обычного сплошного покрытия и узких полос, окаймляющих эти области, состоящие из мелких частиц. Такая структура покрытия приводит к тому, что в случае приложения к покрытию многократных термоциклических нагрузок заметные трещины, вызванные отличием КТР материала покрытия и материала подложки, не образуются из-за малых размеров по абсолютной величине областей с обычным покрытием. В случае возможного образования, трещина не выходит за пределы этой области, т.к. она окружена полосой покрытия, состоящего из наночастиц, обладающих более высокими прочностными характеристиками, хотя и меньшими защитными свойствами.

Затем маску сдвигают в продольном направлении относительно нанесенного слоя покрытия на величину меньшую, чем размер ячейки наносится следующий слой наноструктурированного в продольном направлении покрытия. Схематическое изображение и внешний вид подобной структуры приведено на рис. 4.

В результате образуется многослойное защитное наноструктурированное в продольном направлении покрытие на подложке, воздействие на которое многоразовых термоциклических нагрузок не приведет к разрушению покрытия из-за наличия в слоях перемычек из наночастиц, обладающих повышенной адгезионной прочностью на интерфейсе между слоями и областями с обычным покрытием внутри каждого слоя.

1. А. В. Иванов, Полянский М.Н., Ребров С.Г. Плазменно – кластерное нанесение тугоплавких покрытий. Физика. изд. Томского университета. №8. 2006.
2. Полянский М.Н., Савушкина С.В, Ризаханов Р.Н. Получение наноструктур в покрытиях,

напыляемых плазменно-кластерным методом. Всероссийская школа-семинар студентов, аспирантов и молодых ученых «Функциональные наноматериалы для космической техники», г. Москва. 01-03 декабря, 2010

3. Евдокимова Т.А., Полянский М.Н. Гетерогенная конденсация с образованием наночастиц в течении Прандтля-Майера. Всероссийская школа-семинар студентов, аспирантов и молодых ученых «Функциональные наноматериалы для космической техники», г. Москва. 01-03 декабря, 2010.

КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ УНТ, ПОЛУЧЕННЫХ РАЗЛИЧНЫМИ МЕТОДАМИ

О.С.Тимофеев, Н.Г.Чеченин

Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ;

E-mail: triangular@pochta.ru,

chechenin@sinp.msu.ru

Комбинационное рассеяние света (КР) широко используется как один из наиболее информативных методов диагностики различных форм углерода. Алмаз, графит, карбин, фуллерены в виде монокристаллов, поликристаллических пленок, порошков могут быть идентифицированы с помощью этого метода. Благодаря эффекту пространственной локализации фононов в наноструктурированных углеродных материалах из спектров КР могут быть оценены характерные размеры фрагментов.

Спектрногостенных нанотрубок не обладает характерными особенностями, позволяющими их однозначно идентифицировать. Такой же спектр могут демонстрировать материалы, содержащие неупорядоченную фазу графита. Уникальным спектром обладают лишь одностенные нанотрубки. Основными особенностями этого спектра являются расщепление тангенциальной моды вследствие наличия циркулярной периодичности, появление радиальных «дыхательных» мод в акустической области спектра с частотами, зависящими от диаметра нанотрубок, и высокая интенсивность сигнала КР, обусловленная резонансным характером рассеяния.

Спектр комбинационного рассеяния углеродной нанотрубки имеет несколько характерных и уникальных черт (рис. 1):

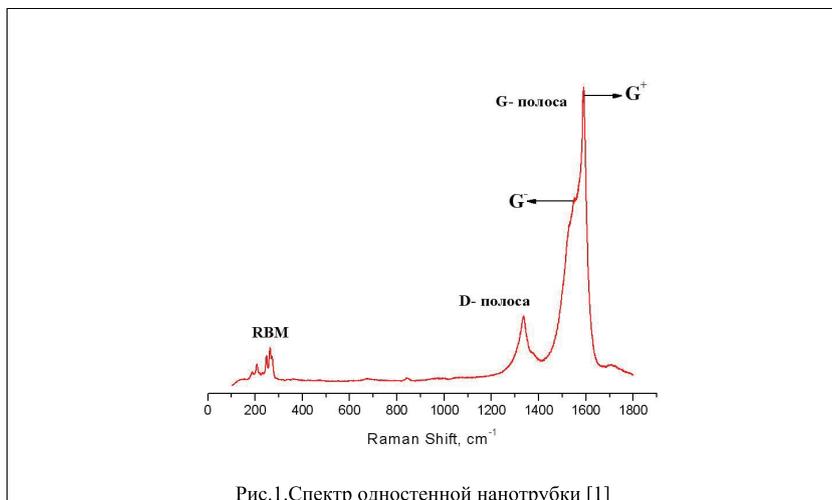


Рис.1.Спектр одностенной нанотрубки [1]

Во-первых, это G-полоса, связанная с оптическими колебаниями двух смежных атомов углерода в решетке нанотрубки (рис.2).

Для полупроводниковых нанотрубок это полоса имеет явную дублетную структуру. Причем один из пиков (G⁺) вызван колебаниями атомов вдоль оси нанотрубки (LO мода), другой, более слабый по интенсивности и имеющий меньшую частоту пик G⁻, связан с колебаниями в перпендикулярных оси направлениях (TO мода). Сдвиг вниз по частоте последнего пика связан с наличием небольшого числа низкочастотных фононных мод, колеблющихся в перпендикулярных к графеновому листу направлениях.

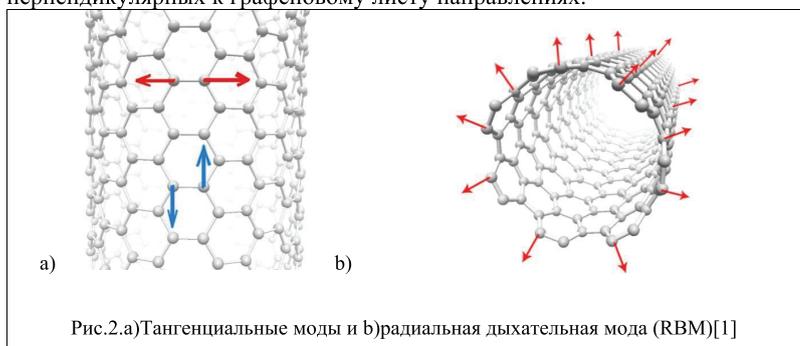


Рис.2.а)Тангенциальные моды и б)радиальная дыхательная мода (RBM)[1]

В спектре КРС металлических нанотрубок наблюдается несколько иная картина. G⁺ пик отождествляют с TO модой, а LO мода имеет более низкую

частоту, что вызвано сильным электрон-фононным взаимодействием и аномалией Кона.

Второй важной особенностью спектров КРС углеродных нанотрубок является наличие в низкочастотной области, так называемой, радиальной дыхательной моды (*RBM-radial breathing mode*), характерной только для нанотрубок и связанной с симметричными колебаниями атомов углерода в радиальной направлении (рис.2). Частота колебаний этой моды ω_{RBM} обратно пропорционально диаметру нанотрубки ($\sim 1/d_i$). Это соотношение позволяет характеризовать распределение нанотрубок по диаметрам в образце

В-третьих, *D*-полоса. Наличие данной области в спектре КРС указывает на присутствие определенных дефектов в нанотрубках. Эти дефекты могут быть вызваны как несовершенствами решетки нанотрубки, так и наличием примесей. Соотношение *G* и *D* полос помогает нам сказать какова же интенсивность различного рода дефектов. Для хороших образцов *D* полоса на несколько порядков меньше, чем *G*. Если же интенсивности этих полос соразмерны, это говорит о довольно большом количестве дефектов в образцах.

В отличие от одностенных нанотрубок спектр многостенных нанотрубок более беден на пики, так как наличие огромного числа слоев не дает возможности различить отдельные части в спектре. Тем не менее, два общих пика свойственно всем многостенным нанотрубкам (рис.3). Однако стоит подчеркнуть, что *G* пик четко проявляется в спектре ориентированного углерода и как только внутри этой четкой структуры появляются дефекты, то мы сможем наблюдать и *D* моду.

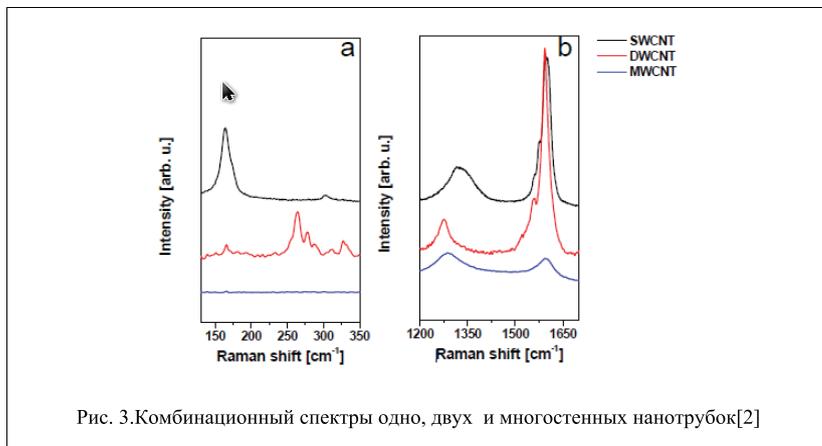


Рис. 3. Комбинационный спектры одно, двух и многостенных нанотрубок[2]

Комбинационное рассеяние производилось на спектрометре SolarG2, входящим в состав зондовой нанолaborатории (ЗНЛ) ИНТЕГРА Спектра, приобретенной НИИЯФ МГУ по программе ПНР МГУ (рис.4).

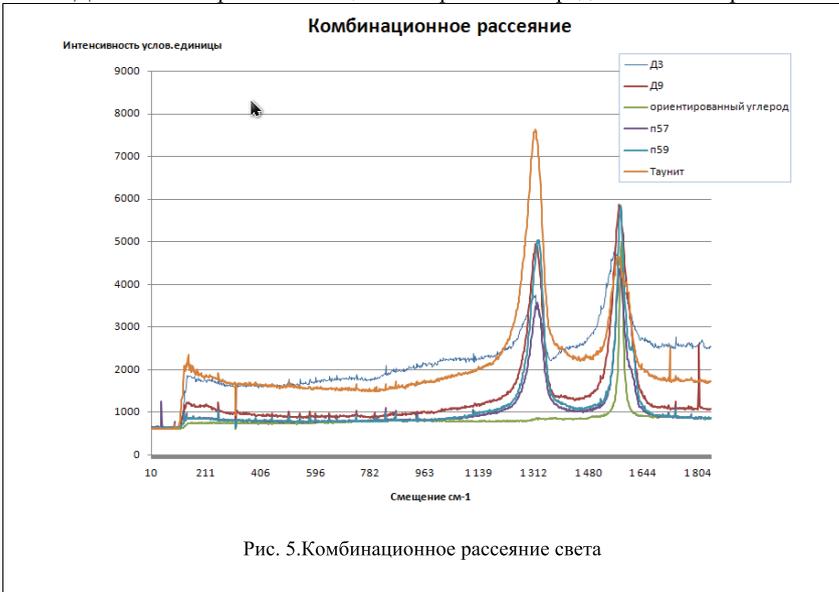
Нами были получены спектры комбинационного рассеяния для исследуемых образцов:

- УНТ“Таунит”
- УНТ полученных методом ПГО (п57, п59[3])
- УНТ, полученных методом ПДО (Д8, Д9[4])

Данные спектры комбинационного рассеяния представлены на рис.5:



Рис. 4. Установка «зондовая нанолaborатория ИНТЕГРА Спектра»



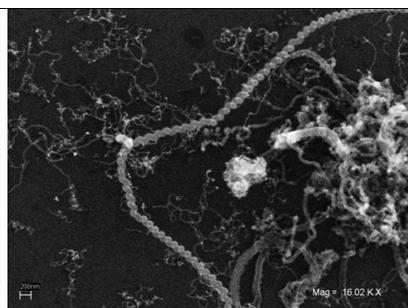
Комбинационное рассеяние многостенных углеродных нанотрубок характеризуется наличием двух пиков:

В области 1300 см^{-1} , что соответствует D моде колебаний

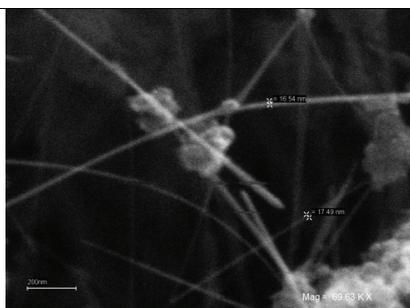
В области 1550 см^{-1} , что соответствует G моде колебаний, которая характерна и для ориентированного углерода.

По соотношению интенсивности G и D мод можно сказать, что материал получаемый в нашей лаборатории значительно менее дефектен, чем материал УНТ “Таунит”.

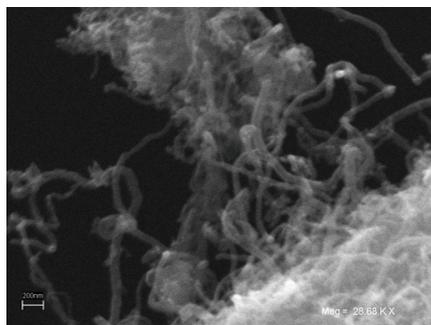
Данный факт в свою очередь находится в полном соответствии с данными, полученными с помощью сканирующего электронного микроскопа (СЭМ), в котором отчетлива проявляется структура исследуемых образцов.[5] На рис. 6 представлены типичные СЭМ изображения УНТ образцов, полученных методом пиролизического газозафазного осаждения (ПГО) - П57, плазменно-дугового осаждения (ПДО) - Д9 и УНТ-“Таунит”[6]. Как видно из рисунка, образцы получаемые методами ПГО и ПДО являются более прямолинейными, и содержат меньше Т-образных соединений нежели образцы “Таунит”.



УНТ методом ПГО



УНТ методом ПДО



УНТ “Таунит”

Рис.6.СЭМ изображения различных УНТ образцов.



Рис. 7. УНТ “Таунит” обработка азотной кислотой 14 дней

На рис.7. представлен спектр УНТ материала “Таунит”, который был подвергнут кислотной обработке концентрированной азотной кислотой в течении 14 дней. Как мы видим соотношение интенсивности полос G и D практически не изменилось. Это говорит о том, что кислоты практически не взаимодействуют с дефектами нанотрубок внутри их конгломератов. Подобную устойчивость конгломератов нанотрубок необходимо учитывать в экспериментах с ними.

1. <http://test.nanotechnology.sfedu.ru/index.php?page=rus.rspect.nanotubes>.
2. S. Costa1, E. Borowiak-Palen, M. Kruszyńska, A. Bachmatiuk, R.J. Kalenczuk “Characterization of Carbon Nanotubes by Raman spectroscopy Centre of Knowledge Based Nanomaterials and Technologies”, Institute of Chemical and Environment Engineering, Szczecin University of Technology, Poland.
3. Сердюков А.А. Дипломная работа. Физический факультет МГУ, 2010г.
4. [Бачурин К.Е. Дипломная работа. Физфак МГУ, 2010 г.](#)
5. А.В.Макунин, К.Е.Бачурин, Е.А.Воробьева, А.А.Сердюков, О.С.Тимофеев, Н.Г.Чеченин “Морфологические различия строения углеродных наноструктур, синтезированных различными методами”, Физика и химия обработки материалов 2011, №4, с.66-70.
6. http://www.nanotc.ru/index.php?option=com_content&task=view&id=8&Itemid=34.

СИНТЕЗ ОРИЕНТИРОВАННЫХ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК В ПЛАЗМЕ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА.

А.А. Сердюков, Н.Б. Акимов, Н.Г. Чеченин
 Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ
 E-mail: aserdyukov@mail.ru

В ОФЯЯ НИИЯФ МГУ инициирована программа синтеза углеродных нанотрубок (УНТ) [1]. Используются два высокопроизводительных метода: плазменно-дугового и пиролитического газофазного осаждения. Морфологические различия УНТ, получаемых этими методами обсуждаются нами подробно в работе [2,3]. Анализ применяемых методов показал, что среди факторов, влияющих на морфологию наноструктур, решающее значение оказывают давление и наличие силовых полей, при этом регулярность структуры достигается при воздействии внешнего поля, ассистирующего рост УНТ, например, тлеющего разряда.

В данной работе описаны новые результаты по синтезу вертикально ориентированных (т.е. перпендикулярно поверхности) УНТ (ВО-УНТ). Для этого нами была разработана и реализована установка по осаждению УНТ в плазме тлеющего разряда (ОТР).

На рис.1 приведена схема и фотография устройства ОТР.

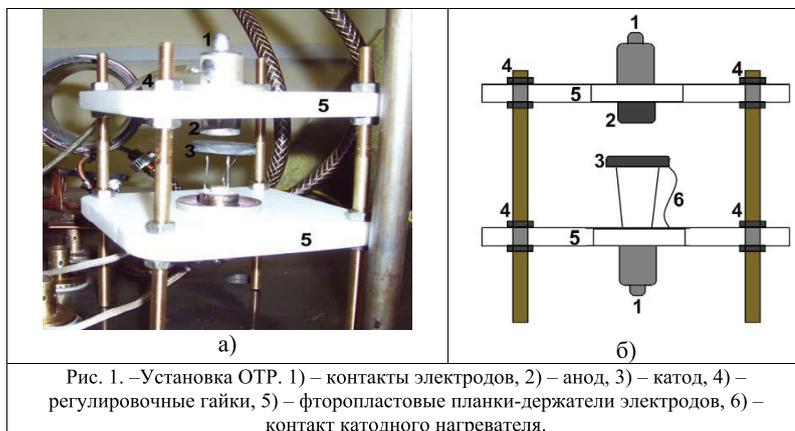


Рис. 1. –Установка ОТР. 1) – контакты электродов, 2) – анод, 3) – катод, 4) – регулировочные гайки, 5) – фторопластовые планки-держатели электродов, 6) – контакт катодного нагревателя.

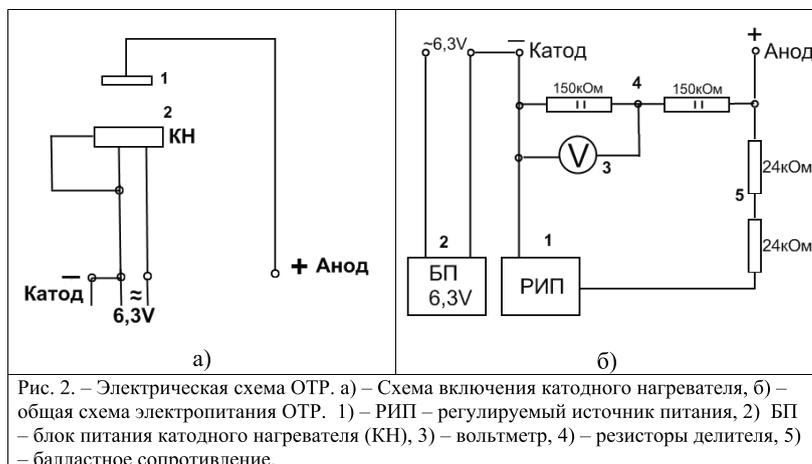
Таким образом, анод 2 и катод 3 размещались на электро и теплоизолированных фторопластовых планках, расстояние между которыми

регулировалось с помощью гаек 4. Вся конструкция помещалась в вакуумной камере.

Осаждение УНТ из углеродосодержащей среды путем пиролитического газоосаждения (ПГО) с участием катализатора происходит при температуре подложки в диапазоне 650 – 1000 °С, для этого разработан катодный нагреватель (КН).

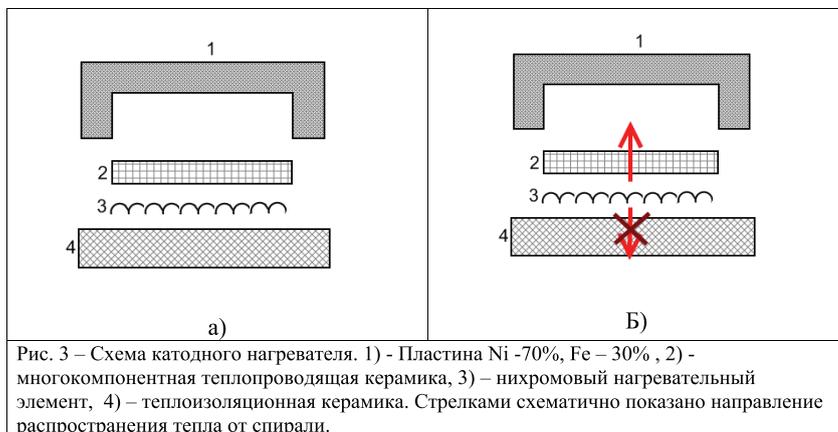
Схема включения электропитания приведена на рис.2.

Для КН был разработан нихромовый нагревательный элемент, имеющий следующие характеристики: диаметр провода 0.8 мм, номинальное напряжение 6.3 В, ток номинальный 8 А, мощность 50 Вт, температура НОМ 750С.



Устройство КН схематично изображено на рис. 3. При создании КН были решены многие технические задачи. Для направленного нагрева подложки было создано 2 разных типа керамических составляющих.

Размещение нагревательного элемента производилось через разделительную огнеупорную керамику. Рабочий слой 2 (верхний) выполнен из теплопроводящей керамики, нижний слой 4 – теплоизоляционная керамика.



Пиролиз происходит при температурах от 450С, УНТ начинают формироваться при температурах от 600С, поэтому КН выполнен таким, что может поддерживать температуру от комнатной до 950С.

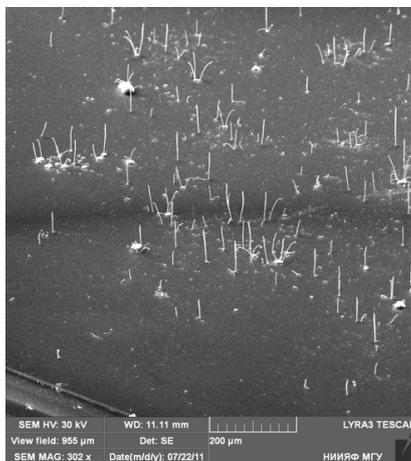


Рис. 4. СЭМ изображение поверхности образца T10.

Эксперимент по осаждению проводится следующим образом:

После тщательной откачки производится напуск водорода до давления 300 мбар, далее включается нагрев подложки до $\geq 600\text{C}$ для восстановления поверхности на ~ 10 минут. Затем подается напряжение ~ 600 В и после откачки до ~ 50 мбар зажигается тлеющий разряд. После, без выключения нагрева и тлеющего разряда, в камеру подается ацетилен. Процесс осаждения продолжается от нескольких до десятков минут. Результаты исследования поверхности одного из образцов (T10) на электронно-сканирующем микроскопе показали наличие ВО-УНТ и практически полное отсутствие аморфного углерода, см. рис. 4,5.

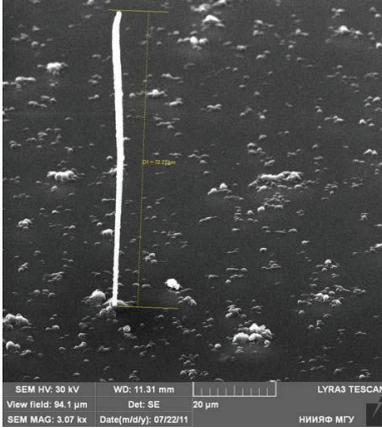


Рис. 4 СЭМ изображение жгута УНТ на поверхности TiO₂.

На ровной поверхности кремневой подложки видны отдельно стоящие жгуты ВО-УНТ, все примерно одинаковой длины в несколько микрон, большинство прямые и гладкие. Важной особенностью является отсутствие аморфного углерода. Формирование изогнутых жгутов УНТ происходило в местах искажения электрического поля из-за наличия относительно крупных частиц электропроводящего катализатора (никеля).

При более детальном рассмотрении (рис. 4) и использовании средств измерения электронного микроскопа, видим, что длина объектов составляет десятки микрометров. Эти объекты представляют

собой сплетенные в жгуты УНТ и расположены перпендикулярно поверхности подложки. Исходя из длины УНТ и времени осаждения, можно оценить скорость роста УНТ в используемом режиме, которая составляет около 70 мкм/мин.

1. Макунин А.В., Чеченин Н.Г., Сердюков А.А., Бачурин К.Е., Воробьева Е.А. Технологические аспекты синтеза наноструктур электродуговым и газопиролитическим методами. *Физика и химия обработки материалов*, 2010, № 6 с 38-41
2. А.В. Макунин, К.Е. Бачурин, Е.А. Воробьева, А.А. Сердюков, Н.Г. Чеченин. Лаборатория нанотехнологий и наноматериалов НИИЯФ МГУ: цели и перспективы. Доклад на 18-Международной конференции по электростатическим ускорителям и пучковым технологиям. Обнинск 19-22 октября 2010 г.
3. А.В.Макунин, К.Е.Бачурин, Е.А.Воробьева, А.А.Сердюков, М.А.Тимофеев, Н.Г.Чеченин Морфологические различия строения углеродных наноструктур, синтезированных различными методами. НИИ ядерной физики им. Д.В.Скобельцына МГУ, Москва. *Физика и химия обработки материалов* 2011, №4, с.66-70.

СИНТЕЗ И ИССЛЕДОВАНИЕ НАНОКОМПОЗИТОВ С ВКЛЮЧЕНИЕМ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК

Е.А. Воробьева, К.Е. Бачурин, А.В. Макунин, Н.Г. Чеченин
Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ
E-mail: vorkate89@mail.ru

Создание новых композитных конструкционных материалов с включением наночастиц является важным направлением развития наноиндустрии.

Исследования последних лет позволяют выделить углеродные нанотрубки (УНТ) как наиболее перспективные объекты, позволяющие создавать материалы с принципиально новыми свойствами.

Цель проводимых работ в области полимерных наноматериалов – создание полимерных нанокомпозитов, модифицированных за счет введения наночастиц (в том числе и функционализированных), которые обеспечивают изменение структуры матрицы и приводят к существенному улучшению эксплуатационных характеристик. Имеющийся обширный литературный материал свидетельствует о том, что многие характеристики как эластомеров, так и жестких полимеров могут быть существенно, иногда в разы, улучшены путем их модификации малыми добавками наночастиц – фуллеренов, нанотрубок, нановолокон, неорганических наночастиц и пр. [1].

Одним из важнейших факторов является тот, что даже небольшие добавки УНТ (1-2 %, а иногда и на уровне 0,1-0,3 %) увеличивают модуль упругости и разрывную прочность полимера в разы [2]. При этом одновременно резко увеличивается теплопроводность и электропроводность материала. Добавки УНТ позволяют расширить диапазон рабочих температур композитов на основе некоторых полимеров благодаря повышению температуры перехода в стеклообразное состояние.

Отличием УНТ от других нанонаполнителей (ультрадисперсных частиц, органоглин) является их гладкая в атомном масштабе поверхность, что приводит к растяжению макромолекул матричного полимера на этой поверхности и образованию плотноупакованного межфазного слоя полимерная матрица-УНТ. Наблюдаемый для нанокомпозитов полимер/УНТ эффект увеличения пластичности обусловлен формированием плотноупакованных межфазных областей на поверхности нанотрубок и, как следствие, изменением молекулярных и структурных характеристик полимерной матрицы.

Однако использование нефункционализированных углеродных наноматериалов связано со специфическими затруднениями. Дело в том, что УНМ (углеродные наномолекулы) склонны образовывать конгломераты, препятствующие их равномерному распределению в матрице и тем самым не позволяющие достичь желаемой эффективности при модификации полимера. В частности, УНТ упаковываются в плотные жгуты, состоящие из большого числа параллельно расположенных одиночных трубок, а фуллерены обладают крайне низкой растворимостью в связующих. С целью лучшего диспергирования модифицирующей добавки в матрице, а также для формирования ковалентных связей между матрицей и наночастицей, проводится функционализация наночастиц.

В подавляющем большинстве случаев механические свойства композиционных материалов тем выше, чем меньше размер частиц дисперсной фазы. Диспергирование заключается в разрушении агломератов наполнителя. Агломерат

– это образование, состоящее из нескольких первичных частиц наполнителя, соединенных физическими связями. Количество частиц в агломерате может колебаться от нескольких десятков до десятков тысяч. В порошкообразном состоянии наполнитель состоит из агломератов. При их смешении с полимером происходит разделение крупных агломератов на более мелкие. Одновременно происходит смачивание вновь образующейся поверхности наполнителя полимером. При всей тщательности смешения разрушение агломератов до первичных частиц во многих случаях не происходит.

Для полимерных нанокомпозитов, наполненных углеродными нанотрубками, неоднократно отмечалось увеличение деформации до разрушения ϵ_p по сравнению с исходным матричным полимером или увеличение пластичности нанокомпозитов. Указанный эффект был обнаружен для нанокомпозитов эпоксиполимер/УНТ [3], фенилон/УНТ [4] и т.д. Другими словами, эффект увеличения пластичности для указанного класса нанокомпозитов имеет достаточно общий характер. Этот эффект очень важен с практической точки зрения, поскольку основным недостатком полимерных композитов вообще является их охрупчивание, т.е. снижение ϵ_p по мере увеличения содержания наполнителя. Поэтому важно дать теоретическую оценку эффекта увеличения пластичности нанокомпозитов полимер/УНТ, что позволит получать полимерные нанокомпозиты с уникальным набором эксплуатационных свойств: одновременным увеличением жесткости, прочности и пластичности этих полимерных материалов.

Одним из полимеров, на основе которого нами был создан нанокомпозит, является эпоксидная смола.

Покрытия на основе эпоксидно-диановых смол характеризуются следующими свойствами: хорошая адгезия к металлу, стеклу, керамике, высокая твердость, эластичность, ценные диэлектрические свойства, стойкость в агрессивных средах.

Вместе с тем создание эпоксидных компонентов, модифицированных УНТ, вызывает существенные трудности, связанные с достижением их однородного распределения в матрице из-за высокой энергетической активности, склонности к агрегатированию и седиментации в менее плотной олигомерной среде. Неоднородный характер заполнения полимерной матрицы нанотрубками приводит к повышенной хрупкости композиционного материала, которая проявляется в разрушении индивидуальных нанотрубок при относительно невысоких нагрузках. Такое явление наблюдалось в работе [5], в которой объектом исследования служили МУНТ (многостенные углеродные нанотрубки), полученные стандартным электродуговым методом.

Степень однородности композиционного материала, содержащего УНТ, существенно зависит от их концентрации. При малых концентрациях легче достигается высокая степень однородности материала, поскольку при этом удается диспергировать жгуты, содержащие нанотрубки. С ростом концентрации

УНТ начинает негативно проявляться их жгутовая структура, в силу которой между различными жгутами, по-разному ориентированными в полимерной матрице, образуется свободное пространство, заполняемое полимерным материалом.

Эффективным способом преодоления указанных проблем является использование УЗ обработки.

Из литературных данных [6] известно, что наилучшее распределение УНТ достигается в смеси растворителей ацетон:спирт = 9:1 при температуре ≈ 50 °С и времени воздействия УЗ – 10 мин.

Были сделаны следующие выводы:

- создание композитов, модифицированных УНТ, требует их обязательного предварительного активирования (УЗ) в смеси с органическими растворителями;
- область оптимальных концентраций УНТ в композите лежит в диапазоне 0,4...0,8 % мас.;
- увеличение объема содержания УНТ выше 1 % мас. ведет к существенному снижению прочности композита;
- применение в качестве наполнителя УНТ в композитах на основе ЭД-20 позволяет существенно, в 1,5 – 2,0 раза, увеличить их прочностные характеристики.

Для исследования механических свойств полученных нами образцов нанокомпозитов применяется специальный метод определения микротвердости вещества – наноиндентирование.

При помощи наноиндентера были измерены свойства трех образцов на полимерной матрице из эпоксидной смолы. Они отличались процентным содержанием УНТ-содержащей среды «Таунит» (0%, 0,8%, 1,2% соответственно).

У данных образцов были померены модуль Юнга и микротвердость.

Модуль Юнга составил для экспериментального образца №1 $E=3,139\pm 0,044$ ГПа, для экспериментального образца №2 $E=3,045\pm 0,058$ ГПа, для экспериментального образца №3 $E=3,470\pm 0,245$ ГПа. Микротвердость составила для экспериментального образца №1 $H=0.147$ ГПа, для экспериментального образца №2 $H=0.145$ ГПа, для экспериментального образца №3 $H=0.22$ ГПа.

Результаты измерений представлены на *рис. 1*.

Из графиков хорошо видно, что увеличение концентрации УНТ-содержащей среды после определенного порога увеличивает модуль Юнга и микротвердость композитов.

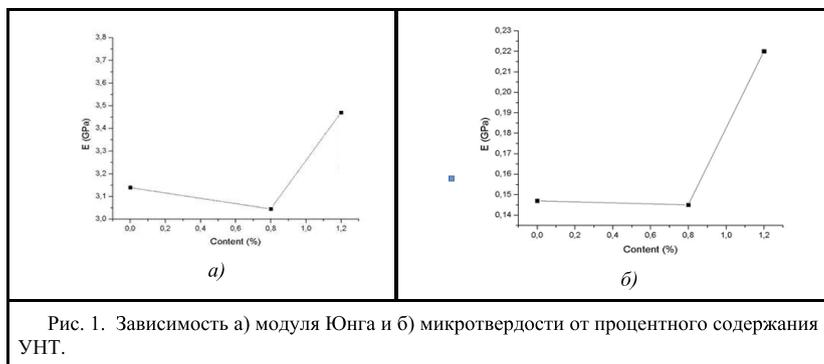


Рис. 1. Зависимость а) модуля Юнга и б) микротвердости от процентного содержания УНТ.

Исследователи из университета Райса [7] создали материал, который при регулярных нагрузках становится только прочнее. Нанокompозит состоит из леса вертикально расположенных многослойных углеродных нанотрубок, промежутки между которыми заполнены полидиметилсилоксаном. Циклическая нагрузка на этот материал привела не к возникновению механической усталости, а к упрочнению композита. Сжатие с частотой пять раз в секунду в течение недели увеличило жёсткость образца на 12%.

Как известно, металлы способны упрочняться под деформирующей нагрузкой, что объясняется перераспределением дислокаций в кристаллической решётке; но для синтетических материалов подобное свойство — дело исключительное.

Механизм упрочнения нового композита еще не достаточно изучен. Важная особенность данного нанокompозита заключается в том, что статическая нагрузка не меняет его свойств; только динамическое воздействие приводит к росту жёсткости.

Разобравшись в деталях взаимодействия полимера и углеродных нанотрубок, возможно будет создавать не только самоупрочняющиеся конструкционные материалы, но и искусственные имплантаты костей и хрящей, обладающие некоторым сходством с природными аналогами.

Перед нами стоит задача создания уникальных нанокompозитов на основе вертикально ориентированных УНТ. На данном этапе мы подбираем условия для роста вертикально ориентированных УНТ в пиролитическом газофазном осаждении [8, 9].

На рис.2 представлен результат пиролитического газофазного осаждения на подложке Si/SiO₂ с катализатором Fe при 700°C, время осаждения 35 сек, расход газов C₂H₂:H₂=0,75:50мл/сек, "-" на верхней обкладке, "+" на подложке, ток менялся от 3,5 мА до 5 мА. На снимке, полученном с помощью электронного микроскопа Lyra3 Tescan, видно, что есть некая ориентация в одном направлении

выросших углеродных нанотрубок. Этот результат позволяет надеяться, что при дальнейшей оптимизации режимов осаждения возможно получить достаточно плотные массивы УНТ, ориентированных заданным образом.

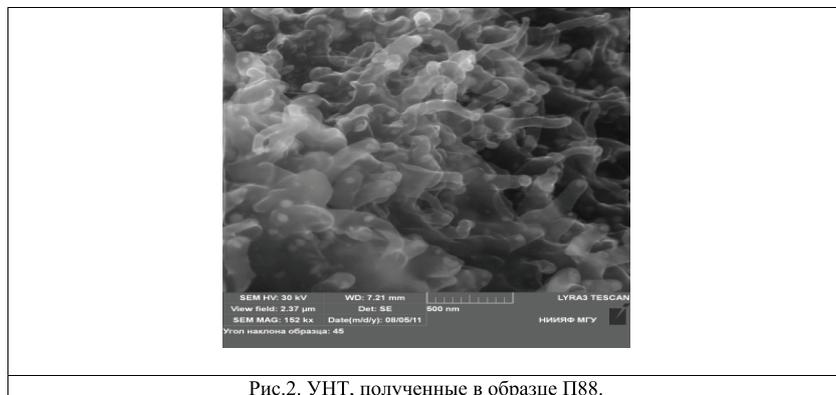


Рис.2. УНТ, полученные в образце П88.

1. C. Wang, Z.-X. Guo, S. Fu, W. Wu, D. Zhu. Polymers containing fullerene or carbon nanotube structures. *Prog. Polym. Sci.* 2004. V. 29. P. 1079–1141. Review.
2. J.N. Coleman, U. Khan, W.J. Blau, Y.K. Gun'ko. Small but strong: A review of the mechanical properties of carbon nanotube–polymer composites. *Carbon.* 2006. V. 44. № 9. P. 1624–1652.
3. V.N.Khabashesku, E.V.Barrera, R.F.M.Lobo Current Research on Nanotechnology, 2007, v. 1, № 2, p. 165-182.
4. Ю.Г.Яновский, Г.В.Козлов, А.И.Бура, Ю.С.Липатов. Физическая мезомеханика, 2007, т. 10, № 6, с. 63-67.
5. H.D. Wagner. Stress-induced fragmentation of multiwall carbon nanotubes in a polymer matrix / H.D. Wagner et al. // *Applied Physics Letters.* - 1998. - Vol.72. – P. 188.
6. А.Г. Ткачев, И. В. Золотухин. Аппаратура и методы синтеза твердотельных наноструктур. Москва, 2007.
7. J. Brent Carey, K. Prabir Patra, Lijie Ci, G. Glaura Silva, and M. Pulickel Ajayan. Observation of Dynamic Strain Hardening in Polymer Nanocomposites. *ACS Nano*, 2011, 5 (4), pp 2715–2722.
8. А.В.Макунин, К.Е.Бачурин, Е.А.Воробьева, А.А.Сердюков, М.А.Тимофеев, Н.Г.Чеченин. Морфологические различия строения углеродных наноструктур, синтезированных различными методами. Физика и химия обработки материалов, 2011, №4, с. 66-70.
9. А.В. Макунин, Н.Г. Чеченин, А.А. Сердюков, К.Е. Бачурин, Е.А. Воробьева. Технологические аспекты синтеза наноструктур электродуговым и газопиролитическим методами. Физика и химия обработки материалов, 2010, №6, с. 38-41.

ОБМЕННОЕ СМЕЩЕНИЕ В СТРУКТУРАХ Ф/АФ, НАВЕДЕННОЕ МЕТОДОМ ОСАЖДЕНИЯ В ПРИСУТСТВИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

И.О. Джунь, Н.Г. Чеченин

Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ

E-mail: irinkin123@mail.ru

Исследование процессов в многослойных ультратонких структурах, перспективных для спинтроники, остается одной из актуальнейших тем современного этапа развития магнетизма [1]. Этому направлению уделяется большая часть времени на международных конференциях, с ним связывают надежды в прорывном развитии магнитной сенсорики и универсальной магнитной памяти на базе эффектов гигантского и туннельного магнитного сопротивления. Несмотря на огромные успехи в спинтронике, многие наблюдаемые эффекты поняты еще не до конца. Наряду с другими, к таковым вопросам относятся эффекты возникновения однонаправленной магнитной анизотропии, обусловленной взаимодействием между слоями ферромагнетика (Ф) и антиферромагнетика (АФ) на границе раздела (интерфейсе) Ф/АФ, проявляющейся в сдвиге петли гистерезиса на величину т.н. обменного смещения H_{EV} .

Одним из методов упорядочивания ферромагнетика в структуре ферромагнетик/антиферромагнетик (Ф/АФ) является осаждение структуры в присутствии постоянного магнитного поля, приложенного в плоскости подложки. В данной работе исследовались структуры, где в качестве АФ-слоя использовались FeMn и IrMn. По сравнению с FeMn, IrMn имеет более высокую температуру Нееля (соответственно, и более высокую температуру блокировки обменного смещения), а также характеризуется более высокой термальной стабильностью [2]. Благодаря развитию магнитной сенсорики, становится важным получение обменного смещения желаемой величины наряду с важными функциональными свойствами структур, такими как коррозионная и термальная стойкость. Поэтому, влияние материалов как Ф, так и АФ-слоев на величину обменного смещения представляет интерес для получения приборов с желаемыми характеристиками. В данной работе представлены исследования обменного смещения, одноосной анизотропии и собственного резонансного поля для структуры Ф/АФ при различных материалах Ф и АФ-слоев.

Структуры вида Si/Ta30nm/Co(NiFe)7nm/FeMn(IrMn)15nm/Ta30nm были получены методом магнетронного напыления в аргоне при давлении $3 \cdot 10^{-3}$ Торр. В процессе осаждения структур в плоскости подложки было приложено магнитное поле величиной 420Э. Для сравнения магнитных свойств, также

осаждалась структура Si/Ta/Co7nm/Ta, представляющая собой свободный, т.е. не связанный обменным взаимодействием с АФ, Ф-слоем.

Магнитные свойства образцов исследовались методом угловой зависимости ферромагнитного резонанса (ФМР). Данный метод применяется для исследования высокочастотных свойств ферромагнетиков [3], их анизотропии и намагниченности насыщения [4]. Метод ФМР также успешно применяется для изучения явления обменного смещения [5, 6].

Полагая, что образец расположен под некоторым углом θ между полем однонаправленной анизотропии, которое, в свою очередь, параллельно оси легкого намагничивания Ф-слоя, и направлением внешнего поля ФМР, в приближении достаточно сильной намагниченности насыщения Ф-слоя $4\pi I_s \gg H_r$, положение резонанса определяется собственным резонансным полем $H_{(0)} = (\omega/\gamma)^2 / (4\pi I_s)$, полем одноосной бинаправленной магнитной кристаллографической анизотропии H_K и полем однонаправленной анизотропии H_{EB} :

$$H_r = \frac{\omega^2/\gamma^2}{4\pi I_s} - H_{EB} \cos \theta - H_K \cos 2\theta$$

Поскольку в наших образцах направление оси легкого намагничивания устанавливается в направлении поля, приложенного при осаждении, в нашем эксперименте θ – угол между направлением поля ФМР и направлением поля, приложенного при осаждении структур.

Исследования ФМР проводились на установке BRUKER ELEXSYS e500 с частотой 9,65 ГГц. Температурные зависимости магнитных свойств образцов были получены методом продувки парами жидкого азота в диапазоне 115-300К.

Не смотря на то, что осаждение структур в присутствии магнитного поля является распространенным методом наведения обменного смещения, в структурах Co/FeMn при комнатной температуре обменное смещение не наблюдалось. Как видно из температурной зависимости обменного смещения, представленной на рисунке 1, температура блокировки обменного смещения составляет около 250К, что значительно ниже температуры Нееля для массивного FeMn.

В случае структуры Co/IrMn ненулевое обменное смещение величиной 14Э появляется уже при комнатной температуре. В отличие от температурной зависимости обменного смещения структуры Co/FeMn, где в области температур ниже 150К наблюдается резкое увеличение обменного смещения от 26 до 110Э, обменное смещение структуры Co/IrMn при понижении температуры возрастает лишь незначительно с 14 Э при 300К до 23Э при 115К.

Одноосная анизотропия структуры Co/FeMn изменяется немонотонно от 60 Э до 12Э с понижением температуры, имея максимум при $T = 250\text{К}$ (см. рисунок 2). Эта температура совпадает с температурой блокировки обменного смещения данной структуры. Во всем исследуемом диапазоне температур величина

одноосной анизотропии структуры Co/FeMn остается меньше величины одноосной анизотропии свободного Ф-слоя, и уменьшается при возрастании обменного смещения. В случае структуры Co/IrMn величина одноосной анизотропии незначительно увеличивается с 86 до 115Э с понижением температуры, все время оставаясь близкой к величине одноосной анизотропии свободного Ф-слоя.

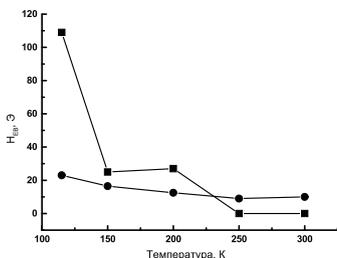


Рисунок 1. Температурная зависимость обменного смещения в структурах Co/FeMn (квадраты) и Co/IrMn (круги).

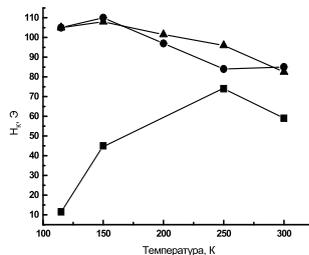


Рисунок 2. Температурная зависимость однонаправленной анизотропии структур Co/FeMn (квадраты), Co/IrMn (круги) и свободного Co-слоя (треугольники).

Собственное резонансное поле H_0 структуры Co/FeMn и свободного Ф-слоя практически не изменяются при понижении температуры (рисунок 3). Во всем исследуемом диапазоне температур величина собственного резонансного поля структуры Co/FeMn остается выше величины собственного резонансного поля свободного Ф-слоя, что означает, что намагниченность насыщения свободного Ф-слоя все время остается больше намагниченности насыщения связанного Ф. Напротив, значение H_0 в случае связанного с IrMn Co-слоя совпадает с его значением для свободного слоя, а затем резко уменьшается при $T < 200$ К. Это означает, что в данном случае намагниченность насыщения связанного слоя совпадает с ее значением для свободного слоя, а при понижении температуры ниже 200 К резко возрастает.

Использование NiFe вместо Co в качестве материала Ф-слоя привело к появлению ненулевого обменного смещения величиной 12Э при комнатной температуре в структуре NiFe/FeMn. В случае структуры с IrMn АФ-слоем замена Co на NiFe приводит к увеличению обменного смещения до 85 Э при комнатной температуре. Температурная зависимость обменного смещения в структуре

NiFe/IrMn более выраженная (рисунок 4). Значение собственного резонансного поля свободного слоя NiFe выше его значения для свободного слоя Co (750 и 596 Э соответственно), что означает меньшую намагниченность насыщения. Величина однонаправленной магнитной анизотропии отличается незначительно (92 и 82 Э).

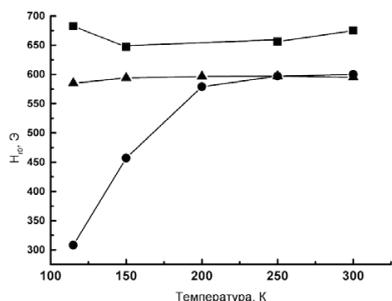


Рисунок 3. Температурная зависимость собственного резонансного поля структур Co/FeMn (квадраты), Co/IrMn (круги) и свободного слоя Co (треугольники).

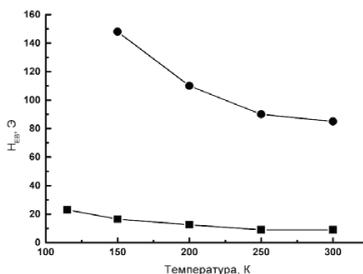


Рисунок 4. Температурная зависимость обменного смещения структур Co/IrMn (квадраты) и NiFe/IrMn (круги).

Различия в магнитных свойствах структур Co/FeMn и Co/IrMn наблюдались и ранее в экспериментах по наведению обменного смещения методом термического отжига в магнитном поле [6, 7]. Тот факт, что температура блокировки обменного смещения ниже температуры Нееля для массивного образца в ряде работ объясняется эффектом низкоразмерного масштабирования [8]. Согласно этой модели, температура Нееля АФ-пленок нанометровой толщины ниже температуры Нееля для массивного АФ, и эта температура понижается при уменьшении толщины пленки. Но даже принимая во внимание эту модель, температура Нееля все равно остается значительно выше температуры блокировки обменного смещения в случае структуры Co/FeMn. Появление обменного смещения при комнатной температуре при замене Co на NiFe говорит о том, что материал Ф слоя также влияет на температуру блокировки обменного смещения. Поэтому, мы можем сказать, что эффект низкоразмерного масштабирования — только один из факторов, влияющих на температуру блокировки обменного смещения. Тот факт, что величина одноосной анизотропии структуры Co/FeMn не совпадает с ее значением для свободного слоя Co во всем исследуемом диапазоне температур может говорить о том, что взаимодействие между Ф и АФ слоями сохраняется даже при температуре выше температуры блокировки обменного смещения.

Появление ненулевого обменного смещения в структуре Co/IrMn можно объяснить более высокой температурой Нееля IrMn, и, соответственно, более

высокой температурой блокировки обменного смещения. Как было показано, в данной системе обменное смещение не изменяется значительно. Возможно, что резкое возрастание обменного смещения происходит при температуре ниже, чем 115K. Увеличение обменного смещения в системе NiFe/IrMn по сравнению с системой Co/IrMn наиболее вероятно обусловлено более низкой коэрцитивностью пермаллоя.

Было показано, что свойства как Ф, так и АФ слоев оказывают влияние на величину и температуру блокировки обменного смещения. При низких температурах величина обменного смещения достаточно большая как в Co/FeMn-, так и в NiFe/FeMn-структурах, в то время, как при комнатной температуре только структура NiFe/FeMn демонстрирует достаточно большую величину H_{EB} .

Работа выполнена при поддержке Российского агентства по науке и инновациям (г/к 02.740.11.0242, г/к 02.740.11.0389). Исследования ФМР проводились на оборудовании Центра коллективного пользования Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова.

1. Н.Г. Чеченин. Магнитные наноструктуры и их применение. Из-во Грант Виктория, М. (2006). 166с.
2. A.J. Devasahayam, P.J. Sides, M.H. Kryder, J. Appl. Phys. 83 (1998) 7216-7218.
3. N.G. Chechenin Phys. of the Sol. State 46 (2004) 466.
4. N.G. Chechenin, E.V. Khomenko, D.I. Vainchtein, and J.Th.M. De Hosson J. Appl. Phys. 103 (2008) 07E738.
5. A.A. Layadi, W.C. Cain, J.-W. Lee, J.O. Artman IEEE Trans. Magn. MAG-23 (1987) 2993.
6. E.V. Khomenko, N.G. Chechenin, A.Yu. Goikhman, A.V. Zenkevich JETP Lett. 88 (2008) 693.
7. I.O. Dzhun, S.A. Dushenko, N.G. Chechenin, E.A. Konstantinova, Journal of Physics: Conference series, (2011), in print.
8. T. Ambrose, C.L. Chien J. Appl. Phys. 79 (1996) 5920.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ПОГЛОЩЕНИЯ ПРИМЕСНЫХ ГАЗОВ В НЕ-НЕ ЛАЗЕРЕ ПЛЁНКОЙ ТИТАНА, НАНЕСЁННОЙ МЕТОДОМ «КАТОДНОГО РАСПЫЛЕНИЯ»

В.Э. Бруггер¹, И.И. Савельев¹, Э.П. Пролейко², Л.Д. Маш²

¹Московский государственный институт электроники и математики, ²ФГУП НИИ «Полус»
им. М. Ф. Стельмаха.

E-mail: artressinner@gmail.com, i.saveliev@gmail.com

В настоящее время широкое распространение получили малогабаритные газовые лазеры моноблочной конструкции, в частности, кольцевые гелий-неоновые лазеры для лазерных гироскопов. Их преимуществом является высокая механическая прочность и устойчивость к механико-климатическим воздействиям. В процессе хранения таких лазеров в их рабочей газовой смеси появляются

примесные газы: H_2 , N_2 , CO , CO_2 , O_2 , которые ухудшают их выходные характеристики и уменьшают срок хранения. Поэтому основным требованием является обеспечение сохранности их активной среды. Для этого в малогабаритных приборах сегодня активно используются специализированные газопоглотители [1].

Наиболее распространёнными являются *распыляемые газопоглотители из титана или его смеси с барием*, наносимые в результате экзотермической реакции, поскольку в этом случае получается прочная плёнка большой ёмкости. Его недостатком является необходимость высокой температуры для обезгаживания (до 600 градусов) и распыления (до 1200 градусов). Альтернативой являются таблеточные газопоглотители из пористого титана, но их недостатком является низкая устойчивость к механическим воздействиям [2].

В настоящей работе рассматривается распыляемый газопоглотитель из титана, нанесённый методом «катодного распыления», который не требует высоких температур, но создаёт плёнку сравнимой или более высокой прочности. Аналогичный метод применялся Honeywell в 1985 году [3]. Однако, в конструкции фирмы Honeywell распылялись рабочие аноды газоразрядных прожекторов, что приводило к снижению срока их службы. В отличие от фирмы Honeywell в нашей конструкции для катодного распыления использовались специализированные электроды. Благодаря этому, нетронутыми остались рабочие аноды и катод, а также уменьшился вынос частиц титана на зеркала [4].

Нами был проведён эксперимент, показавший принципиальную возможность геттерирующей плёнки.

Для этого были выбраны 2 гелий-неоновых лазера с высоким содержанием азота (15,7 торр) и водорода, в которых была напылена плотная геттерирующая плёнка [5]. Результат действия плёнки показан на рисунке 1.

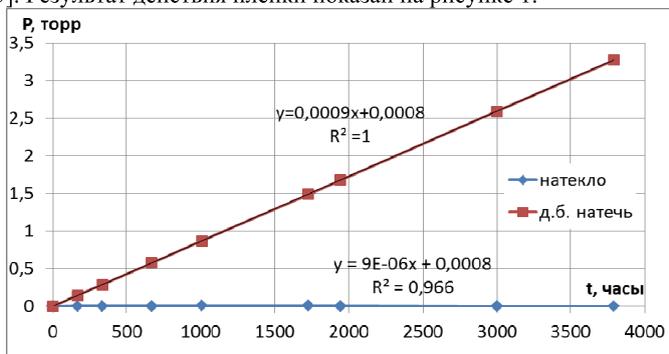


Рис. 1. Результат действия геттерирующей плёнки.

Изначальное давление азота N_2 в приборе в процессе распыления было снижено с **15,7** торр до **0,0008** торр. При этом поток натекания в лазере уменьшился на 2 порядка, что соответствует увеличению прогнозируемого времени жизни прибора в ~ 72 раза. Поглощение натекающего азота напылённой плёнкой продолжается уже на протяжении 9 месяцев. Ёмкость данной плёнки на сегодняшний день составляет не менее $1,46 \cdot 10^{-1} \frac{\text{мг}}{\text{см}^2}$ в холодном режиме при скорости поглощения $2,39 \cdot 10^{-7} \frac{\text{торр} \cdot \text{л}}{\text{см}^2 \cdot \text{сек}}$. Эти результаты послужили основанием для углублённых работ по оптимизации методики.

В процессе отработки методики были определены оптимальные ток и время распыления.

Для нашей конструкции оптимальный ток составил **0,7 мА**. Дальнейшее увеличение тока ведёт к значительному росту потерь в резонаторе (более **0,02 %**), а увеличение времени распыления приводит как к росту потерь, так и к напряжению горения при распылении (до 10 кВ через время более 30 минут). В процессе распыления более быстрый рост потерь и напряжения горения наблюдаются в более «чистых» приборах, тогда как в приборах с высоким содержанием примеси потери практически не изменяются, а напряжение горения растёт медленнее. Экспериментально определено, что время, не приводящее к росту потерь выше допустимого и соответствующее напряжению горения разряда при напылении, не превышающему **10 кВ**, составляет **20** минут.

На сегодняшний день количественный анализ полученной при таком режиме распыления плёнки не закончен. Поглощённое количество азота на 9.09.11 составляет $9,59 \cdot 10^{-9} \frac{\text{мг}}{\text{см}^2}$ и продолжает расти со скоростью натекания в экспериментальном приборе, которая составляет величину $6,52 \cdot 10^{-12} \frac{\text{торр} \cdot \text{л}}{\text{см}^2 \cdot \text{сек}}$.

Переходя к результатам, следует отметить, что уменьшение относительной величины парциального давления до требуемых значений наблюдается также и по остальным примесным газам. В данном случае в 10 раз по СО и СО₂ и в 5 раз по Н₂.

Оказалось, что в разных приборах процесс идёт неодинаково. Наблюдается увеличение относительной величины парциального давления и её спад.

Предположительно это может быть связано с некачественной пайкой электродов, когда работает не только поверхность титана, но и затекший припой, который из-за низкой температуры плавления расплывается гораздо легче, чем титан.

Таким образом, в результате распыления срок сохраняемости малогабаритных приборов может быть увеличен в несколько раз.

Выводы:

1. Оценка ёмкости геттерирующей плёнки на сегодня составляет не менее $1,46 \cdot 10^{-1} \frac{\text{мФ}}{\text{см}^2}$.
2. Скорость поглощения на сегодня составляет не менее $2,39 \cdot 10^{-7} \frac{\text{торр}\cdot\text{ч}}{\text{см}^2}$.
3. Для конкретной конструкции существует оптимальный режим распыления.
4. Для качественного распыления крайне необходимо изготовление электродов из качественного материалов с высоким качеством обработки и пайки.

1. Е.И.Шехмейстер. Технология производства электровакуумных приборов. – М, Высшая школа, 1992.
2. В.С.Петров, Д.В.Быков, О.И.Кондрашова, В.В.Васильевский, А.Б.Соколов. Основы материаловедения геттерных материалов. Часть I. Физико-химические основы геттерирования газов металлами. – М, 2006.
3. Theodore J. Podgorski, St, Paul, Minn. Getter for a ring laser angular rate sensor. –Honeywell Inc., Minneapolis, Minn, №767,693, Aug. 21, 1985.
4. DhirubhaiPatel. Ring laser gyroscope having combined electrode and getter. – West Hills, CA (US), №09/916,612, Jul. 27, 2001.
5. Н.В.Плешивцев. Катодное распыление. – Атомиздат, 1968, с. 347.

СТАБИЛИЗАЦИЯ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ ФАЗ ДИОКСИДА ЦИРКОНИЯ В ПОКРЫТИЯХ ПРИ МИКРОДУГОВОМ ОКСИДИРОВАНИИ ЦИРКОНИЕВОГО СПЛАВА

С.Я.Бецофен¹, А.М.Борисов¹, Б.В.Владимиров¹, В.Г.Востриков², Е.А.Романовский²,
С.В.Савушкина¹, Н.В.Ткаченко², А.В.Эпельфельд¹

¹ «МАТИ» –Российский государственный университет имени К.Э.Циолковского, 121552 Москва, Россия, totpve-2005@yandex.ru

²Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ, 119991 Москва, Россия

Настоящая работа посвящена синтезу нанокompозитных керамических покрытий методом микродугового оксидирования на циркониевом сплаве при плазменном воздействии в электролитах с добавкой нанопорошка оксида иттрия, стабилизирующей высокотемпературные фазы диоксида циркония. Оксид иттрия за счет инкорпорирования в структуру при МДО может способствовать стабилизации высокотемпературных фаз диоксида циркония, также как это происходит в равновесной металлургии системы $ZrO_2-Y_2O_3$ [1].

МДО-покрытия получали на поверхности трубок из циркониевого сплава Э110 диаметром 8 мм в алюминатно-щелочном (2 г/л КОН + 6 г/л $NaAlO_2$ + 2 г/л Na_2SiO_3) электролите с добавкой нанопорошка оксида иттрия до 10 г/л. Процесс

проводили на установке МДО [2] в анодно-катодном режиме с суммарной плотностью тока 10 A/дм^2 . Продолжительность МДО-обработки составляла 60 мин.

Морфологию покрытий изучали на растровом электронном микроскопе (РЭМ) Quanta-600 с приставкой для элементного анализа, рентгеноструктурный анализ проводили на дифрактометре ДРОН-4 в Cu K_α -излучении. Для исследования элементного состава МДО-покрытий применяли метод спектрометрии ядерного обратного рассеяния (ЯОР) протонов энергии 7.7 МэВ и методом спектрометрии рентгеновского излучения при протонном возбуждении PIXE (Particle Induced X-ray Emission) [3]. Для мониторингирования пучка при ЯОР использовали фольгу из Та, которая накладывалась на поверхность исследуемого образца.

Исследования на РЭМ показали, что после проведения МДО на покрытии наблюдается типичная для МДО-покрытий пористая структура, поверхность покрытия, неоднородна, обладает значительной шероховатостью. Размер пор составляет $\sim 20 \text{ мкм}$ (рис. 1, а). В покрытии имеются участки с дендритной структурой, характерные для электрохимического формирования покрытий (рис. 1, б). При добавлении в электролит 2 и 5 г/л нанопорошка Y_2O_3 во внутренней структуре и на поверхности покрытия наблюдаются конгломераты наночастиц (рис. 1, в), хотя общая морфология покрытий не подверглась значительным изменениям.

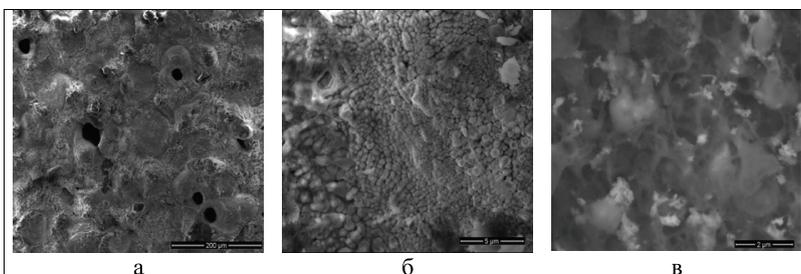
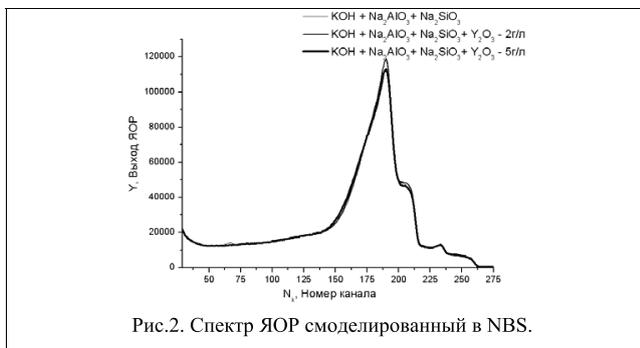
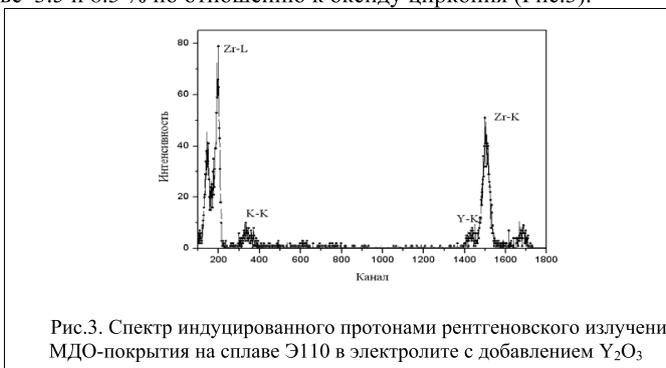


Рис.1. Морфология поверхности сплава Al110 с МДО-покрытием, с увеличением (а) 200мкм (б) 5мкм (в) 2мкм

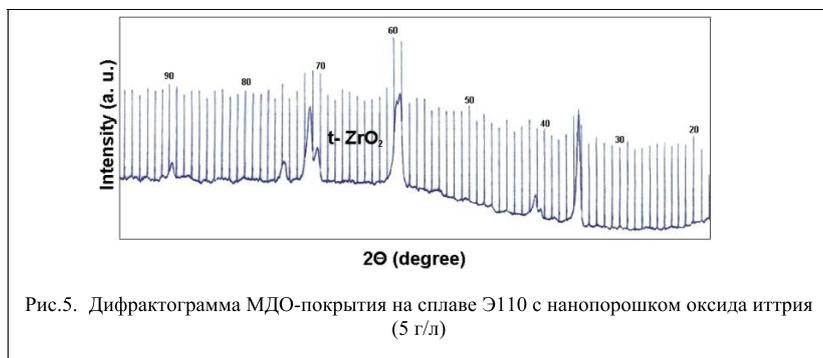
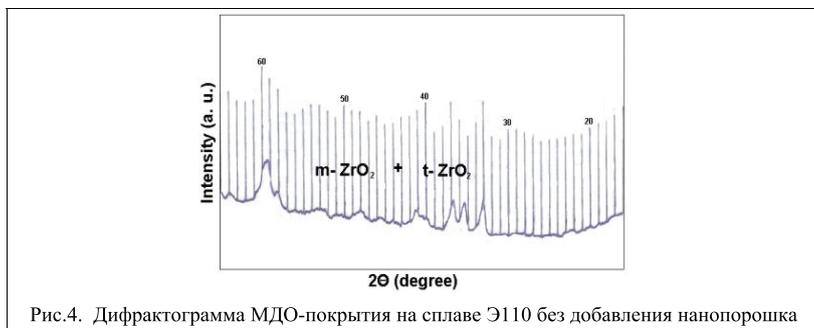
Информацию о составе покрытия получали путем моделирования спектров ЯОР с помощью программы NBS [3] и сопоставления расчетного и экспериментального спектров. МДО-покрытия, полученные в электролит без добавки Y_2O_3 , и в таком же электролите с добавлением 2 и 5 г/л нанопорошка Y_2O_3 , оказались практически одинаковой толщины $\sim 20 \text{ мкм}$. (Рис.2) Методом ЯОР невозможно разделить соседние по атомному номеру цирконий и иттрий.



В работе, методом индуцированного протонами рентгеновского излучения было установлено, что происходит внедрение оксида иттрия в покрытие в количестве 3.5 и 8.3 % по отношению к оксиду циркония (Рис.3).

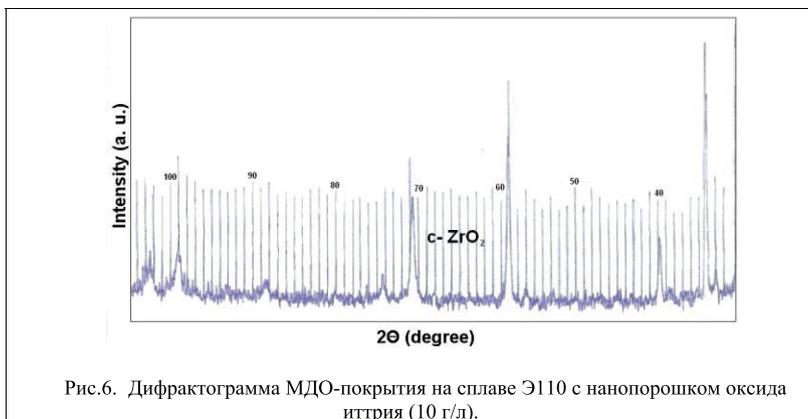


Результаты рентгеноструктурного анализа показывают, что для МДО-покрытий на цирконии без добавления нанопорошка наблюдается наличие моноклинной и тетрагональной фаз диоксида циркония в покрытии в равном количестве (Рис.4).



При добавлении в этот электролит 2 г/л нанопорошка Y_2O_3 соотношение моноклинной и тетрагональной фаз изменяется и становится равным 1:4. С увеличением концентрации нанопорошка Y_2O_3 в 2.5 раза (до 5 г/л) на рентгенограмме наблюдаются отражения только для тетрагональной фазы (Рис.5).

При концентрациях нанопорошка Y_2O_3 7 и 10 г/л в покрытии доминирует кубическая фаза (рис. 6), а после удаления верхнего слоя заметны также следы моноклинной фазы.



Описанное фазообразование при МДО коррелирует с диаграммой состояния бинарной смеси ZrO_2 - Y_2O_3 [1], с ростом концентрации оксида иттрия происходит последовательное образование моноклинной, тетрагональной и кубической фазы. Эти данные не противоречат плазменной теории МДО[2].

Термодинамически равновесный переход от моноклинной фазы к тетрагональной происходит при нормальном атмосферном давлении при температуре 1200°C. Кубический диоксид циркония в покрытиях является устойчивым при 2370°C.[4]. Наличие тетрагонального диоксида циркония в образцах без добавки оксида иттрия, см. рис. 4, может быть связано как с возможной его стабилизацией оксидом алюминия, образующимся при алуминатном электролите, так и за счет быстрого охлаждения оксидного слоя при МДО. Стабилизация диоксида циркония оксидом алюминия известна по работам нанесения покрытий магнетронным распылением [5,6]. Тетрагональный диоксид циркония может быть также получен быстрым охлаждением эвтектической смеси оксидов алюминия и циркония [7, 8].

В целом, данные об элементном составе совместно с данными о морфологии поверхностного слоя МДО-покрытия говорят об инкорпорировании в покрытие элементов электролита и формировании нанокompозитной керамики. Показана возможность стабилизации высокотемпературных фаз диоксида циркония при МДО в электролитах с добавками нанопорошка оксида иттрия, что дает возможности для формирования более плотных, жаростойких покрытий. Таким образом, метод МДО, наряду с вакуумно-конденсационными и газотермическими методами, может быть использован для нанесения теплозащитных покрытий, например, на лопатки турбин. Преимуществами перед вышеуказанными методами

являются хорошая адгезия, а конкретно перед вакуумными методами – высокая пористость покрытий при снижении стоимости процесса.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки по мероприятию 1.1 «Проведение научных исследований коллективами научно-образовательных центров», контракт № 02.740.11.0389.

1. Nakanishi N., Shigematsu T.// Materials transaction, JIM.1991.№8. P. 778
2. Суминов И.В., Эпельфельд А.В., Людин В.Б. Криг Б.Л., Борисов А.М. Микродуговое оксидирование (теория, технология, оборудование). М.: ЭКОМЕТ, 2005.
3. Беспалова О.В., Борисов А.М., Востриков В.Г., Романовский Е.А., Серков М.В. // Ядерная физика, 72, 2009, С.1721.
4. M.C. Greca, J.V. Emiliano, A.M. Segadaes, J. Eur. Ceram. Soc. 9 (1992) 271.
5. C.M. Gilmore, C. Quinn, S.B. Qadri, C.R. Gossett, E.F. Skelton, J. Vac. Sci. Technol. A 5 (1987) 2085.
6. K.J. Huang, J.T. Chang, A. Davison, K.C. Chen, J.L. He, C.K. Lin, A. Matthews, A. Leyland, Surf. Coat. Technol. 201 (2006) 3901.
7. J.M. Calderon-Moreno, M. Yoshimura, J. Eur. Ceram. Soc. 25 (2005) 1369.
8. J. Friem, J. McKittrick, W.J. Nellis, J.D. Katz, J. Mater. Res. 11 (1996) 110.

НОВАЯ КОМПЬЮТЕРНАЯ МОДЕЛЬ ЭЛЕКТРИЗАЦИИ КОСМИЧЕСКИХ АППАРАТОВ

Л.С. Новиков, В.Н. Милеев, А.А. Маклецов, В.В. Синолиц, Н.П. Чирская
Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ
E-mail: novikov@sinp.msu.ru

Введение

В НИИЯФ МГУ разработаны физико-математические модели электризации космических аппаратов (КА), функционирующих на геостационарной и низких орбитах [1]. В настоящее время появились новые программные комплексы для математического моделирования физических процессов в реальных трехмерных объектах и методы решения сложных систем нелинейных уравнений большой размерности, которые позволяют провести модернизацию существующих моделей, значительно улучшить их функциональность и расширить область применимости. В настоящей работе рассмотрены основные особенности новой версии математической модели электризации КА и приведены примеры результатов расчетов.

Новое программное обеспечение

Новая версия программного обеспечения (ПО) для исследования процессов электризации реальных КА сложной конфигурации базируется на открытой интегрируемой платформе SALOME [2], предназначенной для математического

моделирования физических процессов в сложных гетерогенных объектах. Частью этой платформы является программа 3D-моделирования Open CASCADE [3], созданная на основе системы автоматического проектирования (САПР) CAD EUCLIDE компании Matra Datavision. Помимо этого в комплекс SALOME входят базовые модули описания задачи, построения расчетных сеток, пре- и постпроцессинга исходных данных и результатов вычислений, а также проблемно-ориентированные модули, создаваемые пользователями. С 2000 г. ПО под маркой SALOME распространяется фирмой Open Cascade S.A.S. на основе GNU LGPL лицензии, то есть с открытым исходным кодом и возможностью бесплатного использования в собственных коммерческих разработках.

Программная платформа SALOME построена на основе методов объектно-ориентированного программирования с использованием языка программирования C++, интерпретатора Python, современных графических интерфейсов: Qt, Vtk, OpenGL, языков и форматов описания структурированных данных XML, HDL, MED, средств обмена данными CORBA. Наиболее широко ПО SALOME используется под управлением операционной системы (ОС) Linux, в том числе на многопроцессорных параллельных суперкомпьютерах, однако существует версия SALOME и для ОС MS Windows.

Как уже отмечалось выше, ПО SALOME построено из отдельных функциональных модулей, имеющих общую иерархическую структуру объектов и данных, и объединенных общим многооконным графическим интерфейсом. Рассмотрим основные стандартные модули ПО SALOME, используемые при решении задачи электризации КА сложной формы.

Геометрическая модель КА строится с помощью модуля GEOM из базисных одномерных, двумерных и трехмерных элементов (линия, диск, параллелепипед и т.п.). При этом возможно как выделение из объемной фигуры отдельных поверхностей с группировкой их по различным признакам и атрибутам (например, материалам покрытий), так и образование элементов более высокой размерности из элементов низшей размерности. Элементы могут копироваться, подвергаться преобразованиям переноса, вращения, отражения, а из двух или нескольких элементов с помощью логических операций (объединения, пересечения) можно получить новый элемент. Процесс построения фиксируется в программном файле на языке Python и интерактивно контролируется на дисплее в виде точечного, проволочного или объемного представления трехмерной модели.

На рис. 1 представлен вид окна графического интерфейса программного комплекса, в котором слева показана иерархическая структура, описывающая геометрические элементы, из которых строится модель. Геометрические параметры и характеристики конструктивных материалов отдельных элементов КА задаются в всплывающих окнах-меню. Создаваемая модель КА интерактивно отображается в трехмерном представлении в основном окне с возможностью движения модели и изменения масштаба.

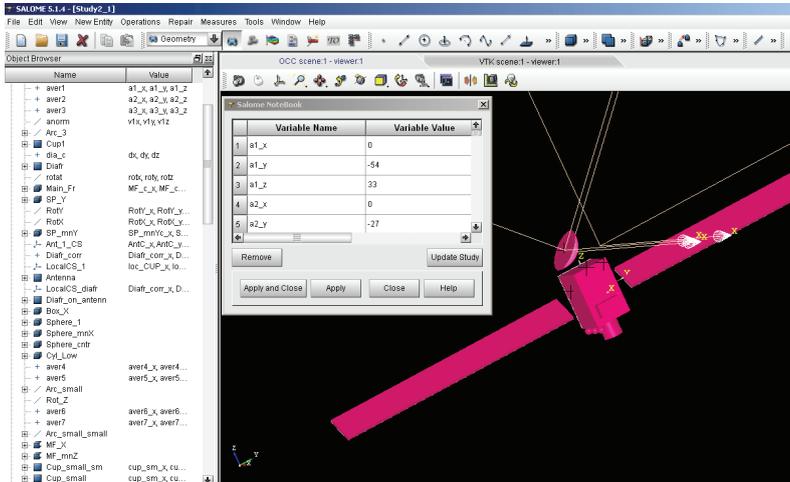


Рис. 1. Окно графического интерфейса с геометрической моделью КА и заданием параметров элемента

Для проведения расчетов на основе такой модели в модуле MESH создается дискретная расчетная сетка, состоящая из 1D, 2D и 3D элементарных объектов. Для каждого геометрического элемента выбирается алгоритм разбиения линий и кривых, а также способ задания двумерных и трехмерных элементарных фигур: плоских треугольников или параллелограммов, пирамид или тетраэдров. Характерный размер сетки определяется с помощью так называемых «гипотез»: числа разбиений линий, линейного размера сетки, площади и объема элементарных фигур и т.п. Меняя алгоритмы и гипотезы можно адаптировать расчетную сетку в соответствии с особенностями конкретной вычислительной задачи (точность вычислений, число уравнений и т.д.) и имеющимися компьютерными ресурсами.

На рис 2. показан пример графического представления расчетной сетки на поверхности КА с всплывающими окнами редактирования описания и параметров сетки для отдельного элемента конструкции КА.

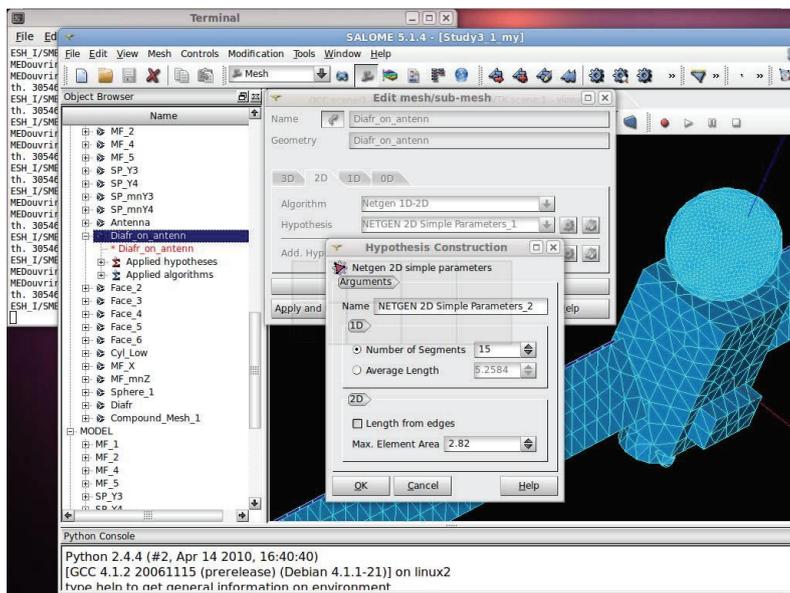


Рис. 2. Пример графического представления и описания расчетной сетки модели КА

Для построенной расчетной сетки определяется совокупность объектов, называемых «полями», содержащих входные и выходные данные решаемой задачи. Такими полями могут быть: геометрические характеристики модели (площадь, координаты центров тяжести, нормали элементов), физические параметры (коэффициенты вторичной эмиссии материалов, локальные токи на отдельных элементах сетки) и результаты расчетов электризации КА (потенциалы, напряженности поля, накопленный заряд). Все данные о сетке и полях запоминаются в виде структурированных объектов в так называемых MED-файлах, которые могут быть использованы как в прикладных вычислительных модулях, так и в стандартном модуле POST-PRO, имеющем разнообразные возможности представления и визуализации данных: с помощью цветового кода, путем построения изолиний, векторных полей и т.п. Модуль POST-PRO позволяет также получать двумерные графики и отображать временное развитие процессов (анимацию) в интерактивном режиме или путем создания видеофайлов в формате AVI.

На рис. 3 показано представление результатов расчетов напряженности электрического поля на поверхности КА в виде цветового кода, а также отображение во всплывающем окне координат и численного значения

напряженности поля в интерактивно выбранной точке. Аналогично может быть показано распределение потенциала на поверхности КА и в окружающем его пространстве.

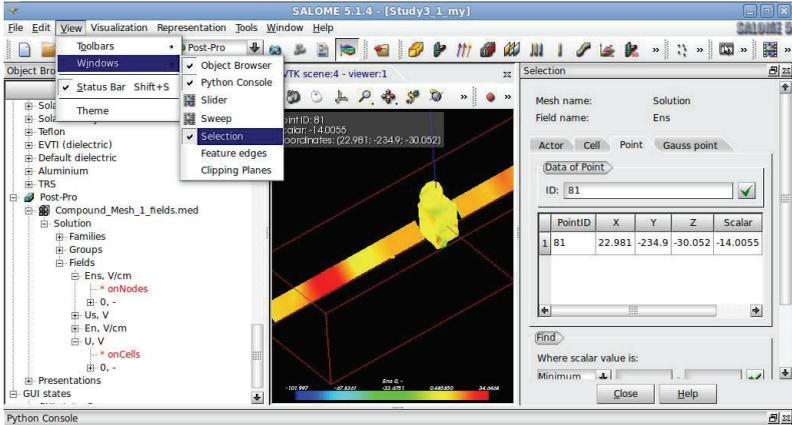


Рис. 3. Пример графического и численного представления величины напряженности электрического поля на поверхности КА

Развитие методики расчетов электризации КА

Задача нахождения равновесного состояния при зарядении КА в космической плазме сводится к решению системы уравнений баланса токов для всех элементов расчетной сетки на поверхности КА с учетом зависимости токов от параметров плазмы, электрофизических характеристик материалов, величин потенциала U и напряженности электрического поля [1] E_n .

Эти зависимости в общем случае носят нелинейный характер и имеют различные пространственные и энергетические масштабы. При наличии открытых металлических элементов конструкции КА система уравнений баланса токов становится так называемой «жесткой», и для ее решения необходимо использовать специальные масштабируемые методы с контролем сходимости и точности вычислений [4].

Анализ составляющих полного тока показал, что при решении системы уравнений баланса токов удобно ввести безразмерные переменные:

$$\phi = \begin{cases} eU/T_e, & U < 0 \\ eU/T_{se}, & U > 0 \end{cases} \quad \text{и} \quad \varepsilon_n = \begin{cases} eE_n/RT_e, & E_n < 0 \\ eE_n/RT_{se}, & E_n > 0 \end{cases}$$

где e – заряд электрона, $T_e \sim 1-20$ кэВ – средняя энергия электронной составляющей космической плазмы, а $T_{se} \sim 5$ эВ – средняя энергия вторичных

электронов, R – характерный размер КА. В результате такого преобразования производные тока по переменным ϕ и ε_n становятся одного порядка как при отрицательных, так и положительных значениях этих переменных, в том время как при использовании переменных U и E_n соответствующие значения производных отличаются на величину $T_e/T_{se} \sim 200 - 4000$. Это значительно ускоряет сходимость и увеличивает точность расчетов при решении системы уравнений баланса токов.

Значительные упрощения решения электростатической задачи методом интегральных уравнений (граничных элементов) возникают при переходе от традиционного непрямого метода с промежуточными вычислениями плотности заряда к прямому методу с непосредственной связью между значениями потенциалов и напряженности электрического поля на поверхности КА [5]. В качестве граничных условий в рассматриваемой задаче задаются значения величин потенциала U на металлических поверхностях и напряженности электрического поля E_n на диэлектрических поверхностях. Неизвестными, определяемыми в результате решения электростатической задачи, являются значения потенциала на диэлектрических поверхностях и напряженности поля на металле. Сформулированная электростатическая задача удовлетворяет следующему интегральному уравнению:

$$\int_{S_c} \mathbf{A}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') E_n(\mathbf{r}') dS_c' - \int_{S_d} \mathbf{B}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') U(\mathbf{r}') dS_d' = F(\mathbf{r}),$$

где \mathbf{r}, \mathbf{r}' - радиус-векторы точек на поверхности КА и интегрирование ведется по металлическим S_c и диэлектрическим S_d поверхностям. Ядра $\mathbf{A}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ и $\mathbf{B}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ являются фундаментальными решениями уравнения Пуассона:

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}; \quad \mathbf{B}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \frac{(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \mathbf{n}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^2},$$

здесь \mathbf{n}' – вектор нормали к поверхности в точке \mathbf{r}' .

В левую часть уравнения собраны члены с неизвестными значениями потенциалов и напряженностей электрического поля. Функция $F(\mathbf{r})$ выражается через известные значения потенциалов U_c^i ($i = 1, 2, \dots, I$) на I независимых (не соединенных электрически между собой) металлических поверхностях S_c^i и напряженности поля E_n на диэлектрических поверхностях следующим образом:

$$F(\mathbf{r}) = \sum_{i=1}^I U_c^i \int_{S_c^i} \mathbf{B}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')(\mathbf{r}') dS_c^i - \int_{S_d} \mathbf{A}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') E_n(\mathbf{r}') dS_d'.$$

Численные алгоритмы решения такого интегрального уравнения методом граничных элементов в приложении к рассматриваемой задаче были разработаны

ранее [1] и не требуют значительной переработки используемого ПО. Отметим, что использование прямой формулировки электростатической задачи вместо непрямого метода решения позволяет уменьшить время значительной части вычислений пропорционально числу элементов на поверхности, т.е. в реальных расчетах на 2-3 порядка.

Заключение

Проведенные исследования и тестовые расчеты показали, что новая версия программного обеспечения для математического моделирования электризации КА, базирующаяся на вычислительной платформе SALOME открывает широкие возможности для построения усовершенствованных геометрических моделей КА, описания физических характеристик материалов поверхности КА, интерактивного представления исходных данных и результатов вычислений. Использование новых масштабируемых методов решения систем нелинейных уравнений большой размерности позволяет проводить расчеты процессов электризации реальных КА сложной конфигурации при различных условиях их функционирования. Разработанное программное обеспечение может служить основой для создания унифицированного программного комплекса для математического моделирования воздействия космической среды на КА.

1. Л.С. Новиков, В.Н. Милеев, А.А.Маклецов, К.К. Крупников, В.В. Синолиц, В.Г.Малько, А.П. Плохих, В.С. Саенко, А.П.Тютнев. Математическое моделирование электризации космических аппаратов. В кн. «Модель космоса», 8-е издание, т.2: Воздействие космической среды на материалы и оборудование космических аппаратов. Под ред. Л.С. Новикова, М.: Изд-во «Книжный дом Университет», 2007, с. 276-314.
2. SALOME – The open source integration platform for numerical calculations. <http://www.salome-platform.org/>
3. Open CASCADE Technology, 3D modeling & numerical simulation. <http://www.opencascade.org/>
4. The Scalable Nonlinear Equations Solvers (SNES). In: PETSc Users Manual. ANL-95/11 - Revision 3.0.0. Argonne National Laboratory, 2008
5. К. Бреббия, Ж. Теллес, Л. Вроубел. Метод граничных элементов. М.: Мир, 1987, 524 с.

ПРИМЕНЕНИЕ ИОННО-ЛУЧЕВОЙ ОБРАБОТКИ ДЛЯ ПОЛИРОВКИ ПОВЕРХНОСТИ ОПТИЧЕСКОГО СИТАЛЛА

Н.Н. Андрианова, А.М. Борисов, В.В. Боровская
Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ
 E-mail: andrianova_nn@mail.ru

Многие современные технологии обработки поверхности материалов основаны на ионно-лучевых методах, одним из механизмов которых является распыление поверхности [1]. Формирование морфологии поверхности и ее

эволюция при физическом распылении были и остаются предметом интенсивных экспериментальных и теоретических исследований [1-4]. Практически для всех материалов ионное облучение приводит к наноразмерному волнообразному рельефу [4,5]. Для оптических материалов такого рода данных опубликовано не слишком много. Вместе с тем, в ряде работ изучали и обсуждали возможность уменьшения шероховатости и полировки поверхности оптических стекол и кварца с помощью ионной бомбардировки [6,7].

Целью настоящей работы является исследование процесса эрозии поверхности оптического ситалла при скользящем падении ионов аргона с энергиями в десятки кэВ.

В качестве мишеней использовали образцы оптического ситалла в виде шайб диаметром 22 мм и толщиной 5 мм. Исходная шероховатость поверхности после механической полировки составляла $R_a = 0.9 - 1.2$ нм. Очистку поверхности проводили с помощью петролейного эфира. Образцы монтировали на нагреваемом держателе мишени, позволяющем варьировать угол θ падения ионов на образец, а также осуществлять азимутальное вращение образца. При облучении угол θ выбирали в пределах $75 - 87^\circ$. Скорость азимутального вращения составляла ~ 1 об./мин. Для облучения образцов ионами Ar^+ энергии 10 - 30 кэВ использовали дуговой источник с продольным магнитным полем установки масс-монохроматор НИИЯФ МГУ [8]. Ионы аргона обеспечивают высокие скорости физического распыления и не приводят к нежелательным химическим реакциям на поверхности. Плотность ионного тока составляла ~ 0.3 мА/см², флюенсы облучения $\varphi t > 10^{18}$ ион/см² (φ – плотность потока падающих ионов, t – время облучения). Для компенсации положительного заряда диэлектрической мишени, вносимого ионным облучением, применяли алюминиевую оправку образца с тем, чтобы использовать вторичные электроны с алюминиевой поверхности для нейтрализации поверхностного заряда. Морфологию поверхности до и после облучения исследовали с помощью зондового микроскопа FemtoScan в атомно-силовом режиме. Чувствительность зондов позволяет получать изображение поверхностей с предельным разрешением по горизонтали до 0.05 нм и по вертикали – 0.01 нм. Измерения проводили на нескольких участках поверхности с размерами поля сканирования 2x2 мкм, 1x1 мкм и 0.5x0.5 мкм. Программное обеспечение микроскопа позволяет рассчитывать основные параметры шероховатости поверхности. Сравнение шероховатости поверхности до и после облучения проводили по среднему арифметическому значению шероховатости поверхности R_a .

Анализ литературных данных и закономерностей развития и сглаживания рельефа поверхности материалов при ионной бомбардировке позволяет выбрать наиболее перспективные режимы ионного облучения для полировки поверхностей [1,7]. Обычно для полировки используют ионы инертных газов, чтобы избежать химических взаимодействий на поверхности материалов. Немаловажным

фактором с точки зрения оптимизации процесса полировки является величина энергии ионов, определяющая в значительной степени величину скорости эрозии. Поэтому энергия ионов была выбрана 10 - 30 кэВ. Чтобы минимизировать развитие под действием ионного облучения топографических элементов микронных размеров, таких, например, как различные конусообразные и пирамидальные структуры [2,3], а также глубину, на которой образуются радиационные дефекты, облучение производят при скользящем падении ионов на мишень. При этом, однако, возможно развитие нанометрического волнообразного рельефа [4-7]. В изучаемом нами случае оказалось, что в результате облучения поверхностей ситалловых образцов ионами аргона под скользящими углами формируется волнообразный рельеф с характеристической длиной волны λ от 30 до 100 нм и амплитудой 5-7 нм с волновым вектором перпендикулярным плоскости падения ионного пучка. Типичный пример такого рельефа, обнаруженного при исследовании в атомно-силовом микроскопе поверхности облученного образца оптического ситалла, приведен на рис.1, где также отмечена характеристическая длина волны λ . Развитие волнообразного рельефа может значительно увеличить шероховатость поверхности образца. В представленном на рис. 1 случае шероховатость R_a оказалась примерно в три раза больше, чем после механической обработки до облучения и составила 2.8 нм.

Для устранения развития волнообразной структуры в настоящей работе в процессе облучения производили азимутальное вращение образца вокруг оси, перпендикулярной поверхности образца. Атомно-силовая микроскопия показала на отсутствие развития регулярного рельефа поверхности. Результаты измерений шероховатости, полученные при варьировании параметров облучения (энергии, угла падения ионов, времени облучения и температуры мишени) приведены на рис. 2.

Оказалось, что определяющими факторами для сглаживания поверхности являются температура мишени и угол падения ионов. При температуре мишени $T \approx 200^\circ\text{C}$ двукратное уменьшение шероховатости до значений $R_a = 0.5$ нм найдено при угле падения $\theta = 79^\circ$. Найденное сильное влияние температуры мишени обусловлено диффузионными процессами, приводящими к сглаживанию поверхности при ионном распылении [4,5].

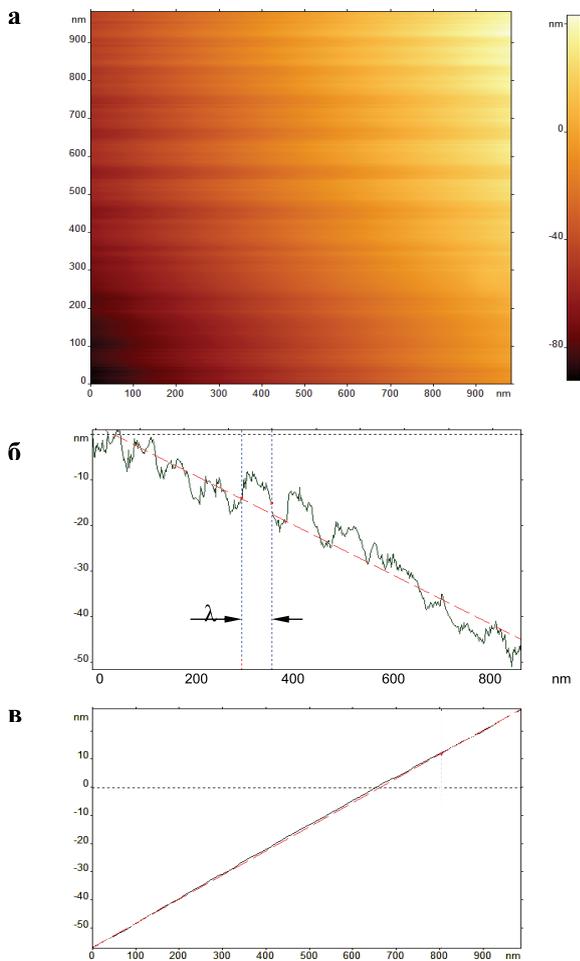


Рис.1. АСМ-изображение поверхности образца оптического ситалла (а) и профили волнообразного рельефа поверхности перпендикулярно (б) и параллельно (в) плоскости падения ионов. Стрелкой отмечено направление падения ионов при $\theta = 87^\circ$. Пунктир – средняя линия профиля.

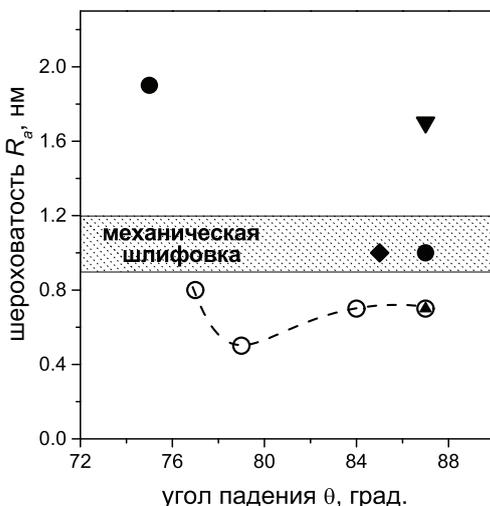


Рис.2. Зависимость шероховатости поверхности оптического ситалла от угла падения ионов на образец. Параметры облучения: (o) 30 кэВ, $T \sim 200^\circ\text{C}$, $t \sim 6$ мин., (▲) 30 кэВ, $T \sim 200^\circ\text{C}$, $t \sim 30$ мин., (▼) 30 кэВ, $t \sim 30$ мин., (●) 20 кэВ, $t \sim 6$ мин., (◆) 10 кэВ, $t \sim 60$ мин.

Выводы

Обработка оптического ситалла с начальной шероховатостью поверхности $R_a = 0.9 - 1.2$ нм пучком ионов аргона с энергиями 10 - 30 кэВ показала, что при скользящем облучении образцов на его поверхности формируется волнообразный рельеф с характеристической длиной волны от 30 до 100 нм в зависимости от условий облучения.

Азимутальное вращение и нагрев облучаемой мишени приводит к подавлению развития волнообразной структуры на поверхности и дают эффект полировки.

1. G.Carter // *J. Phys.D: Applied Phys.* 2001. V.34. P. R1.
2. Распыление твердых тел ионной бомбардировкой. – Под ред. Р.Бериша. Вып. II. М.:Мир, 1986.
3. Фундаментальные и прикладные аспекты распыления твердых тел: Сб. статей 1986 – 1987 гг. / Сост. Е.С.Машкова. – М.: Мир, 1989.
4. R.M.Bradley, J.M.E.Harper // *J. Vac. Sci. Technol.* 1998. V. A 6(4). P. 2390.
5. W.L.Chan, E.Chason // *J. Appl. Phys.* 2007. V. 101. P. 121301.
6. J.Vollner, B.Ziberi, F.Frost, B.Rauschenbach // *Mater. Res. Soc. Symp. Proc.* 2009. V. 1181. P.DD13-15.

7. F.Frost, R.Fechner, B.Ziberi, J.Vollner, D.Flamm, A.Schindler //J. Phys.: Condens. Matter. 2009. V.21. P.224026.
8. E.S.Mashkova, V.A.Molchanov Medium-energy ion reflection from solids. – Amsterdam: North-Holland, 1985.

ИССЛЕДОВАНИЕ СТОЙКОСТИ ПОЛИМЕРНЫХ КОМПОЗИТОВ К ВОЗДЕЙСТВИЮ АТОМАРНОГО КИСЛОРОДА

Л.С. Новиков¹, С.А. Бедняков¹, Е.Н. Воронина¹, В.А. Демидов¹, С.В. Зайцев¹, В.Н. Черник¹, К.Б. Вернигоров², А.И. Гайдар³, А.А. Ерискин⁴

¹ *Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ*

² *Московский государственный университет, химический факультет*

³ *ГНУ «НИИ перспективных материалов и технологий»*

⁴ *Московский государственный институт электроники и математики (Технический университет)*

E-mail: novikov@sinp.msu.ru

Композиционные материалы на основе полимерных матриц с введенными в них в качестве наполнителя наноразмерными или микроразмерными частицами разных видов рассматриваются в настоящее время как перспективный класс материалов для создания космических аппаратов (КА) нового поколения. Введение в полимер даже относительно малого (порядка нескольких процентов по отношению к массе или объему материала) количества наполнителя позволяет во многих случаях получить композит со значительно лучшими по сравнению с исходной матрицей механическими, электрическими, тепловыми и другими характеристиками [1]. Однако при планировании использования полимерных композитов в составе КА, предназначенных для работы на низких околоземных орбитах, необходимо исследовать их стойкость к воздействию атомарного кислорода [2].

Ранее нами были исследованы возможности повышения стойкости полиимида путем введения в него частиц сверхразветвленного полиорганосилоксана [3]. В настоящей работе представлены результаты исследования стойкости к воздействию атомарного кислорода образцов композитов на основе полиимидной матрицы с использованием в качестве наполнителей следующих наночастиц: Al_2O_3 (корунд) со средними размерами частиц 40-80 нм; TiO_2 (рутил) размером 30-40 нм и WC (карбид вольфрама) размером 70-300 нм. В последнем случае, как мы видим, максимальный размер использовавшихся частиц несколько превышает общепринятую верхнюю границу нанодиапазона.

Образцы композитов с каждым из указанных наполнителей были изготовлены в виде пленок толщиной ~ 50 мкм при одинаковом массовом

содержании наполнителя, равном 3%. Образцы подвергались воздействию потока атомарного кислорода на магнитолазодинамическом ускорителе НИИЯФ МГУ по методике, описанной в [2]. После облучения атомарным кислородом измерялись потери массы образцов и проводилось обследование их поверхности с помощью растрового электронного микроскопа, который позволял также определять элементный состав образцов на заданных участках поверхности.

На рис. 1 приведены полученные данные об удельных потерях массы исследовавшихся образцов. Для удобства сопоставления в каждом из трех случаев правый более светлый столбец показывает потери массы полиимида без наполнителя, которые во всех рассматриваемых случаях одинаковы.

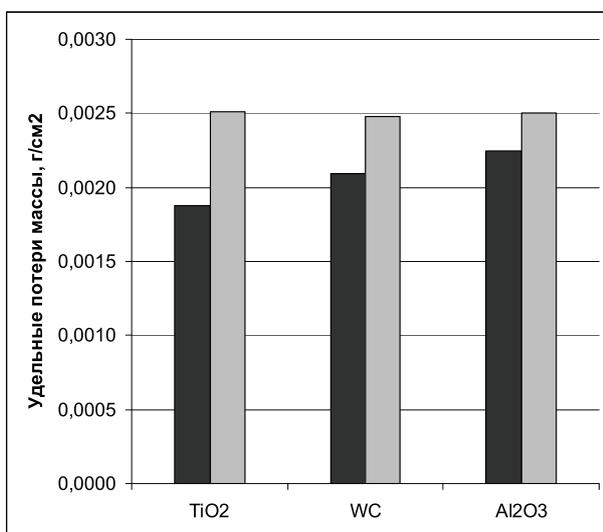


Рис.1. Удельные потери массы образцов с различными наполнителями

Видно, что наибольшую стойкость к воздействию атомарного кислорода имеет композит на основе TiO₂, для этого образца потери массы на 25% меньше по сравнению с полиимидом. Образцы на основе WC и Al₂O₃ оказались менее стойкими, для них снижение потерь массы по отношению к полиимиду составило 16,4% и 10,2% соответственно.

Интерпретация этих данных на основании представлений о величинах суммарных площадей введенных в образцы частиц наполнителя, создающих препятствие для проникновения атомов кислорода в материал, не позволяет объяснить полученное соотношение удельных потерь массы для испытывавшихся образцов. В рамках

таких упрощенных представлений для образца композита с наиболее тяжелым наполнителем WC, суммарная площадь частиц которого составляет около 40% по отношению к более легким наполнителям TiO_2 и Al_2O_3 , потери массы были бы наибольшими, чего не наблюдается. Следовательно, на процесс эрозии образцов под действием атомарного кислорода значительное влияние оказывают особенности их структуры.

На рис. 2 показано полученное с помощью растрового электронного микроскопа изображение поверхности образца композита с наполнителем WC после воздействия атомарного кислорода в области границы между облученным и необлученным участками поверхности. В правой части рисунка хорошо виден рельеф поверхности, возникший после облучения.

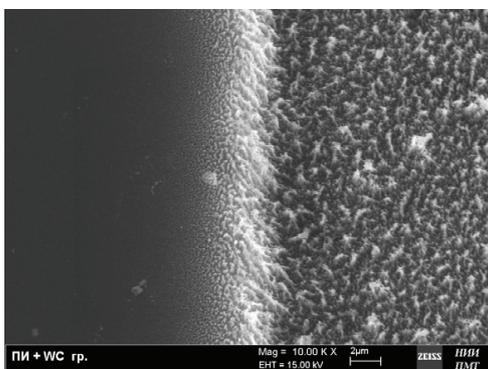
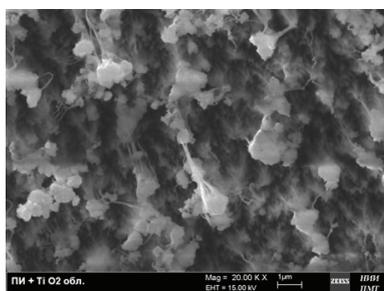


Рис.2. Структура поверхности образца с наполнителем WC в области границы между облученным и необлученным участками

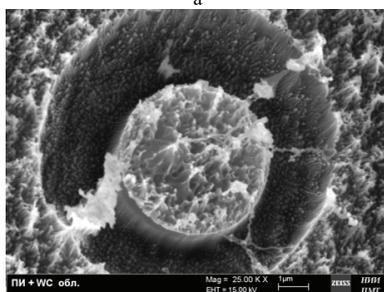
Рис. 3 демонстрирует особенности структуры образцов с разными наполнителями, которая выявляется после воздействия атомарного кислорода. В случае наполнителя TiO_2 (рис. 3а) исходные наноразмерные частицы объединяются в конгломераты диаметром порядка 1 мкм, подобно тому как это происходило при введении в полиимид частиц сверхразветвленного полиорганосилоксана [3]. Однако частицы TiO_2 образуют более плоские чешуйки с неоднородной структурой, которые, тем не менее, экранируют расположенные под ними полимерные звенья от воздействия атомов кислорода.

Частицы WC, несмотря на их значительно большие по сравнению с частицами TiO_2 размеры, образуют более мелкие конгломераты, о чем можно судить по правой части рис. 2 и периферийной области рис. 3б. В центральной части последнего рисунка показан дефект структуры, возникший, по -видимому, в результате растравливания кислородом воздушного пузырька, образовавшегося на стадии изготовления образца. Анализ особенностей структуры этого дефекта дает

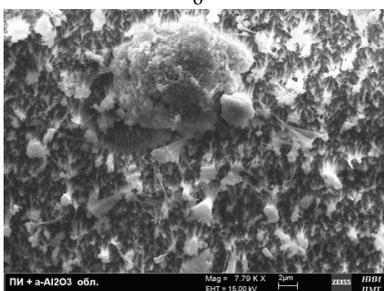
дополнительную информацию как о процессе эрозии образца композита под действием атомарного кислорода, так и о защитных функциях частиц наполнителя. Частицы Al_2O_3 образуют в полимерной матрице чешуйчатые конгломераты с размерами от долей микрометра до 10-15 мкм (рис. 3в). Такая структура композита в сочетании с относительно высоким объемным содержанием наполнителя обеспечила наиболее высокую стойкость данного образца.



а



б



в

Рис.3. Структура композитов с разными наполнителями: а - TiO_2 ; б - WC ; в - Al_2O_3

Дополнительную информацию о процессах эрозии образцов под действием атомарного кислорода и об особенностях их структуры дает анализ элементного состава материала на разных участках поверхности. На рис. 4а приведены результаты такого анализа для крупного конгломерата частиц TiO_2 , а на рис. 4б – для подобного конгломерата частиц WC. В обоих спектрах наблюдаются интенсивные пики основного металла, а также пики алюминия, напыляемого в виде очень тонкого слоя на поверхность исследуемого образца для обеспечения ее электропроводности. Также присутствуют ярко выраженные пики углерода и кислорода.

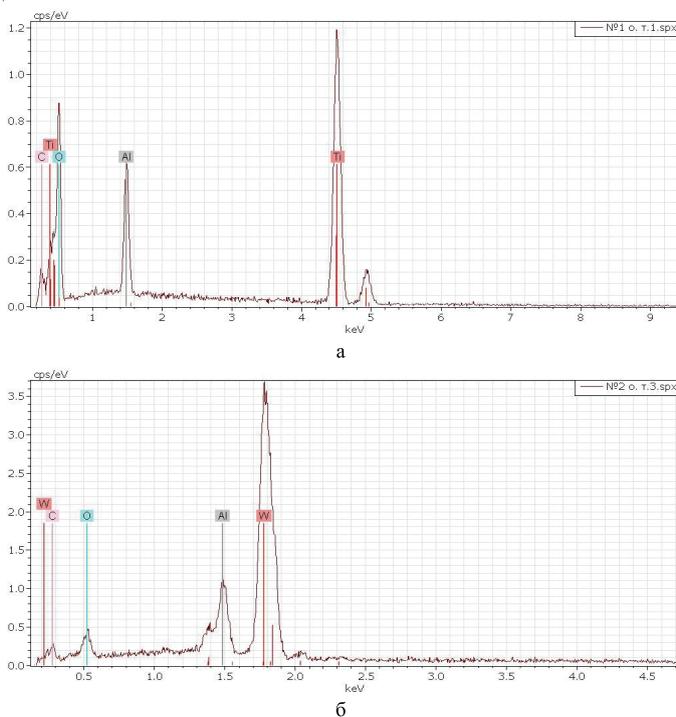


Рис.4. Результаты исследования элементного состава образцов композитов с разными наполнителями: а - TiO_2 ; б – WC

Полученные экспериментальные данные о процессах объединения в конгломераты наноразмерных частиц Al_2O_3 , TiO_2 и WC хорошо согласуются с результатами расчетных оценок энергии взаимодействия указанных частиц между собой, которые были выполнены методом молекулярной динамики [1]. На рис. 5

представлены примеры построения моделей многоатомных частиц, используемых при проведении расчетов.

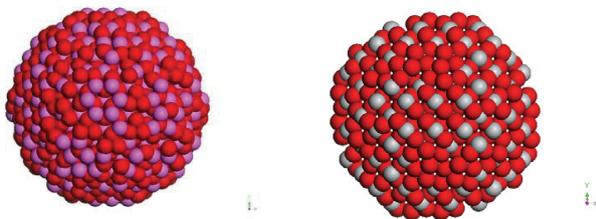


Рис.5. Сферические расчетные модели частиц

Результаты выполненных расчетов показали, что энергия взаимодействия между собой частиц Al_2O_3 приблизительно на порядок выше нежели энергия взаимодействия частиц TiO_2 и WC , что и приводит к более интенсивному слипанию частиц Al_2O_3 .

Таким образом, проведенные исследования продемонстрировали, что наличие в полиимидной матрице 3% (по массе) наполнителей Al_2O_3 , TiO_2 или WC повышает стойкость образцов композитов к воздействию атомарного кислорода на 10-25% по сравнению с исходной матрицей. Однако частицы наполнителей, размеры которых лежат в диапазоне 30 – 300 нм, при введении в матрицу объединяются в конгломераты размером $\sim 1 - 10$ мкм, что влияет на свойства получаемых композитов и снижает их стойкость к воздействию атомарного кислорода. Поэтому актуальной является задача повышения равномерности распределения частиц наполнителя в матрице.

1. Новиков Л.С., Воронина Е.Н. Перспективы применения наноматериалов в космической технике. – М.: Университетская книга, 2008, 188 с.
2. Новиков Л.С., Черник В.Н. Применение плазменных ускорителей в космическом материаловедении. - М.: Университетская книга, 2008, 90 с.
3. Вернигоров К.Б., Алентьев А.Ю., Музафаров А.М., Новиков Л.С., Черник В.Н. Полимерные композиции на основе термопластичного полиимида с повышенной устойчивостью к воздействию атомарного кислорода. Труды 1-й Всероссийской школы-семинара студентов, аспирантов и молодых ученых «Функциональные материалы для космической техники», 2010. М.: МИЭМ, 2010, с. 90–93.

ЭЛЕКТРИЗАЦИЯ КАПЕЛЬНЫХ СТРУЙ В КОСМИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЕ

Л.С. Новиков¹, С.А. Бедняков¹, С.В. Зайцев¹, А.А. Маклецов¹, В.Н. Милеев¹, В.В. Синолиц¹, Н.П. Чирская²

¹ *Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ*

² *Московский государственный университет, физический факультет*

E-mail: novikov@sinp.msu.ru

Одной из возможностей повышения эффективности систем удаления избыточного тепла с космических аппаратов (КА) является использование капельных холодильников-излучателей, в которых отвод тепла осуществляется путем радиационного охлаждения потока монодисперсных капель горячего теплоносителя. Поток капель, формируемый специальным генератором на борту КА, испускается в открытое космическое пространство, а затем улавливается сосудом-коллектором, из которого жидкость вновь поступает в систему охлаждения. На пути от генератора до коллектора, длина которого может достигать нескольких десятков метров, капли излучают избыточное тепло в окружающее пространство [1,2].

Однако при эксплуатации такого холодильника в реальных космических условиях капли теплоносителя могут приобретать электрический заряд за счет тех же физических процессов, которые приводят к электризации КА в космической плазме [3]. Наличие на каплях электрического заряда может вызывать их кулоновское расталкивание и искривление траекторий движения капель, что приведет к неполному собиранию теплоносителя коллектором и в конечном итоге – к нарушению функционирования устройства.

В данной работе приведены результаты расчетных и экспериментальных оценок возможного влияния процессов электризации на движение капель теплоносителя.

Заряд на каплях теплоносителя может формироваться уже при выходе их из генератора, соединенного электрически с общим корпусом КА. Если аппарат заряжен за счет взаимодействия с окружающей плазмой, то заряд капли будет определяться потенциалом КА, конфигурацией формирователя потока капель на выходе генератора и свойствами жидкости, используемой в качестве теплоносителя. Закономерности заряжения капель при выходе их из капилляра, находящегося под высоким потенциалом, и последующего движения капель в электрическом поле исследовались нами ранее в связи с созданием лабораторного макета ускорителя жидких микрочастиц [4].

Последующее взаимодействие капель, испущенных генератором, с космической плазмой может приводить к изменению их исходного заряда или к его появлению, если капли не были заряжены. При рассмотрении этих процессов весьма важным является вопрос о времени заряжения капель при взаимодействии

их с космической плазмой, которое зависит от параметров плазмы и размера капель.

При заряджении капли диаметром d в магнитосферной плазме при плотности плазменного тока j_0 до некоторого равновесного потенциала U_{eq} зависимость текущего значения потенциала капли от времени t описывается экспоненциальным законом

$$U(t) = U_{eq} (1 - e^{-t/t_0})$$

с постоянной времени t_0 , определяемой выражением:

$$t_0 = \frac{2U_{eq}}{\pi j_0 d}$$

Таким образом, капли заряжаются тем быстрее, чем больше плотность плазменного тока и размер капель. При типичной для горячей магнитосферной плазмы плотности тока $\sim 10^{-9}$ А характерное время общего заряджения КА, размеры которых измеряются метрами, составляет $\sim 0,1$ с. Однако для мелких капель это время увеличивается до 100-1000 с, что значительно больше времени пролета в рассматриваемых холодильниках-излучателях. Таким образом, капли могут не успевать зарядиться до равновесного потенциала за время пролета, но и их частичное заряджение может оказывать влияние на траекторию движения.

Вместе с тем достаточно плотную многослойную капельную струю нельзя рассматривать как совокупность отдельных капель, взаимодействующих с плазмой независимо друг от друга. А общие размеры капельной струи близки к размерам КА, т.е. струя в целом должна заряжаться значительно быстрее. Эти упрощенные оценки показывают, что вопрос о временных параметрах заряджения плотного ансамбля частиц требует более глубокого анализа.

Разработанная в НИИЯФ МГУ физико-математическая модель электризации космических аппаратов [5] была применена нами для расчета распределения электрических зарядов в многослойной капельной струе и сил электростатического взаимодействия между отдельными струями, входящими в ее состав. Под последними здесь понимаются струи (цилиндры), диаметр которых равен диаметру капель. Используемая расчетная модель включает в себя 33 диэлектрических цилиндра длиной 1000 мм и радиусом 0,1 мм, один из них расположен в центре цилиндрической системы, а основания остальных 32 цилиндров находятся на концентрических окружностях с радиусами 4, 8, 12 и 16 мм. Расчет был проведен для горячей магнитосферной плазмы со следующими параметрами: $n_1 = 1,0 \cdot 10^6 \text{ м}^{-3}$, $T_1 = 0,3 \text{ кэВ}$, $n_2 = 1,0 \cdot 10^6 \text{ м}^{-3}$, $T_2 = 3 \dots 10 \text{ кэВ}$ [5]. После расчета распределения потенциалов по поверхности цилиндров определялся заряд

каждого из них, а также рассчитывалась сила электростатического отталкивания, действующая на каждый цилиндр вдоль радиуса всей системы цилиндров.

На рис. 1 показана зависимость заряда цилиндра (в относительных единицах) от радиального расстояния от центра модели при различной температуре горячей компоненты плазмы T_2 . За единицу принят заряд центрального цилиндра, который составляет $3,1 \cdot 10^{-10}$ Кл·мм⁻¹ при $T_2 = 3$ кэВ и $7,0 \cdot 10^{-10}$ Кл·мм⁻¹ при $T_2 = 10$ кэВ.

Очевидно, что увеличение энергии частиц горячей компоненты воздействующей плазмы вызывает соответствующее увеличение заряда центрального цилиндра и всей системы в целом. Кроме того, рост относительного заряда цилиндров в зависимости от расстояния от центра системы более выражен при более высокой энергии плазмы.

Как видно из рис. 1, заряд цилиндров, расположенных на периферии системы (при расстоянии 16 мм от центра) более чем в два раза превышает заряд центрального цилиндра. Это определяется влиянием электрического поля всей заряженной системы на величины плазменных токов, текущих на поверхность каждого из цилиндров в рассматриваемой системе.

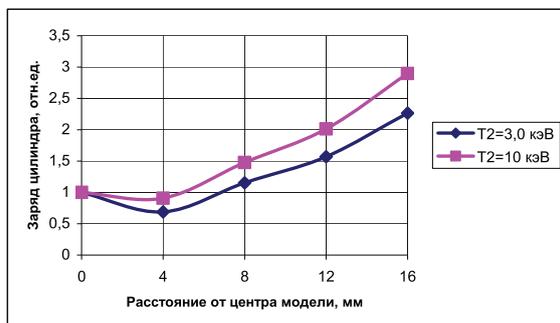


Рис.1. Зависимость заряда цилиндра от расстояния от центра модели

На рис. 2 показана зависимость силы электростатического отталкивания, действующая на каждый цилиндр, от радиального расстояния при двух значениях температуры горячей компоненты плазмы T_2 .



Рис.2. Зависимость силы отталкивания, действующей на цилиндр, от расстояния от центра модели

Из рис. 2 видно, что увеличение температуры горячей компоненты воздействующей плазмы вызывает соответствующее увеличение сил, расталкивающих всю систему цилиндров. Кроме того, увеличение значения электростатической силы отталкивания цилиндров в зависимости от расстояния от центра системы более выражено при более высокой энергии плазмы.

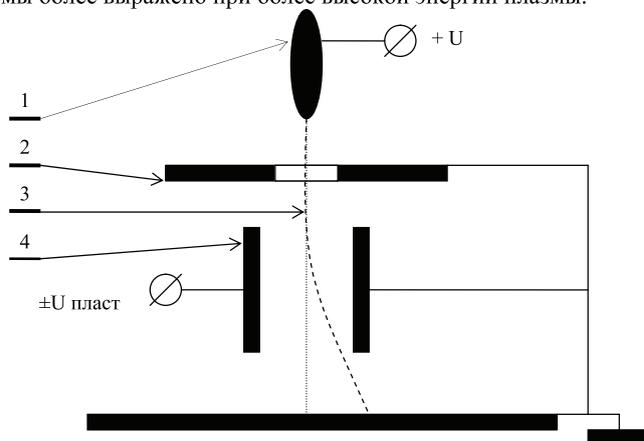


Рис. 3. Схема установки: 1 – источник заряженных капель; 2 – экран; 3 – траектория капель; 4 – отклоняющие пластины

Методика получения струй заряженных жидких капель, описанная в [4], была использована в настоящей работе для экспериментального изучения отклонения струй в поперечном электрическом поле и при их взаимном электростатическом отталкивании. Схема эксперимента в простейшей постановке показана на рис. 3. Положительно заряженные капли, формируемые источником 1, направлялись в отклоняющую систему из двух параллельных пластин 4 и затем

попадали на экран, расположенный в нижней части установки. Для исключения взаимного влияния электрических полей источника и отклоняющей системы между ними помещался экран 3, который одновременно выполнял функцию вытягивающего электрода. Расстояние между отклоняющими пластинами, их высота и расстояние от пластин до экрана составляли 70-80 мм.

Параметры капель (размер, масса, заряд и скорость на выходе из источника) зависят от приложенного к источнику напряжения $+U$. Поэтому для каждого его значения производилось измерение параметров капель с помощью бесконтактных индукционных датчиков [6]. На рис. 4 приведена полученная зависимость заряда капель от напряжения на источнике. Видно, что значения заряда при фиксированном напряжении имеют достаточно значительный разброс, но при этом достаточно отчетливо прослеживается закономерность его изменения. В области сравнительно малых значений напряжения (3,5-5,0 кВ) заряд капель снижается с ростом напряжения, что объясняется уменьшением размера капель. Затем в некотором интервале значений напряжения заряд мало меняется, а при напряжениях выше приблизительно 8,0 кВ заряд вновь начинает снижаться из-за перехода источника в режим генерирования мелкодисперсной струи [4].

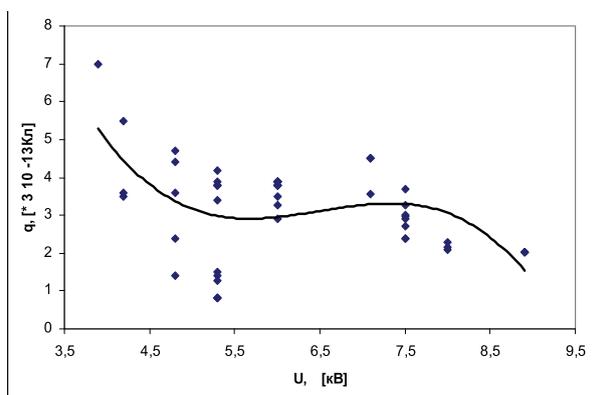


Рис. 4. Зависимость заряда капель q от напряжения на источнике U

Рис. 5 демонстрирует зависимость скорости капель на выходе из источника от приложенного к нему напряжения. Значения скорости при каждом напряжении также имеют существенный разброс, определяемый разбросом зарядов капель.

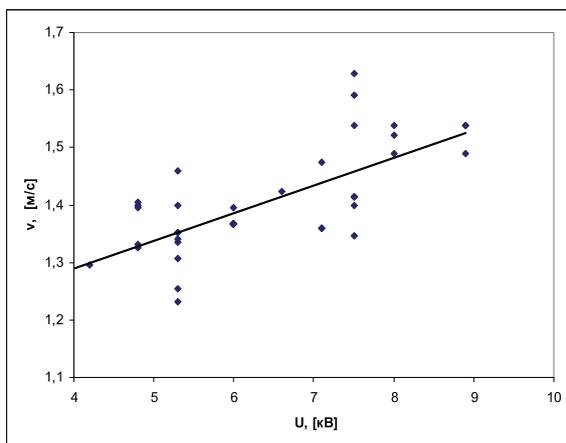


Рис.5 Зависимость скорости капель v от напряжения на источнике U

На рис. 6 представлены измеренные зависимости смещения точки попадания капель на экран от напряжения на отклоняющих пластинах при разных значениях напряжения на источнике. Здесь каждая точка на графиках получена путем усреднения многих событий.

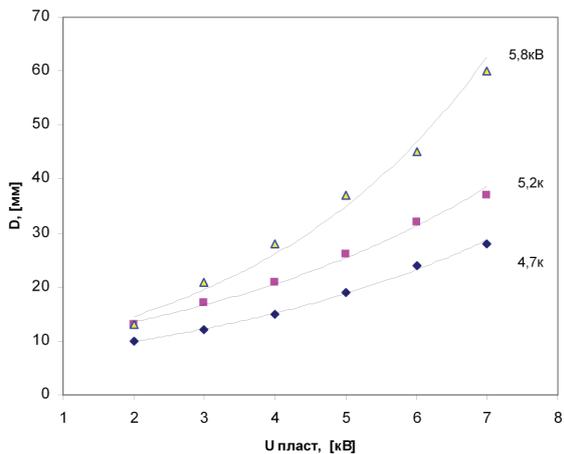


Рис. 6. Зависимость смещения D точки попадания капель на экран от напряжения $U_{\text{пласт}}$ на отклоняющих пластинах при разных значениях напряжения на источнике

Еще один проведенный эксперимент позволил наблюдать взаимное электростатическое отталкивание двух капельных струй. В этом эксперименте два источника, расстояние между которыми составляло несколько миллиметров, формировали две параллельные струи, параметры капель в которых приблизительно соответствовали представленным на рис. 4 и рис. 5. Наблюдалось взаимное отклонение струй от точек падения незаряженных капель. При этом образовывались две овальные зоны соприкосновения заряженных капель с экраном (рис. 7).



Рис. 7. Результат исследования взаимного кулоновского отталкивания двух капельных струй

Расчетные оценки отклонения капель за счет действия электростатических сил хорошо согласуются с результатами обоих описанных экспериментов. Проведенные исследования показали, что наличие электрического заряда на частицах теплоносителя, используемого в капельных холодильниках – излучателях, может оказывать значительное влияние на работу таких устройств и приводить к нарушению их нормального функционирования. Для более детальной оценки влияния этого фактора необходимо проведение всесторонних теоретических и экспериментальных исследований процессов электризации капельных струй и их движения в условиях космического пространства с учетом конструктивных особенностей аппаратов, оснащаемых подобными устройствами.

1. Mattick A.T., Hertzberg A. Liquid Droplet Radiators for Heat Rejection in Space. Energy to the 21st Century v.1 AIAA, New York, 1980, pp. 143-150.
2. Демянко Ю.Г., Конюхов Г.В., Коротеев А.С., Кузьмин Е.П., Павельев А.А. Ядерные ракетные двигатели, Москва, ООО Норма-Информ, 2001.
3. Новиков Л.С. Взаимодействие космических аппаратов с окружающей плазмой. – М.: Университетская книга, 2006, 120 с.
4. Novikov L.S., Soloviev G.G., Bednyakov S.A., Dzagurov O.B., Shtyrln A.F., Nadiradze A.B. Electrostatic liquid microparticle accelerator for simulation of high velocity shock impacts in space. In: Proc of the 9th Int. Symp. on Materials in a Space Environment, Noordwijk, The Netherlands, 16–20 June 2003 (ESA SP 540), pp. 543–545.
5. Новиков Л.С., Милеев В.Н., Крупников К.К., Маклецов А.А. Электризация космических аппаратов в магнитосферной плазме. В кн.: Модель космоса. Т.2. Воздействие космической среды на материалы и оборудование космических аппаратов. Под ред. Л.С. Новикова. – М.: КДУ, 2007, с. 236–275.
6. Новиков Л.С. Воздействие твердых частиц естественного и искусственного происхождения на космические аппараты. – М.: Университетская книга, 2009, 104 с.

РЕНТГЕНОВСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ НАНОЧАСТИЦ КРЕМНЕЗЁМА НА ФОСФОЛИПИДНОЙ МЕМБРАНЕ

Д.А. Фролов¹, В.Е. Асадчиков¹, Б.С. Рошин¹, А.М. Тихонов²,
И.В. Кожевников¹, Ю.О. Волков¹, В.В. Волков¹, К.А. Дембо¹

¹Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова РАН, 119333, Москва, Россия

²Институт физических проблем им. П. Л. Капицы РАН, 119334 Москва, Россия
dmalfrolov@mail.ru

Кремнезоль (раствор наночастиц SiO_2 в воде, содержащей небольшое количество NaOH) образует с воздухом сильно поляризованную границу раздела [1]. Градиент поверхностного потенциала в этой системе возникает благодаря разнице в потенциалах сил "электрического изображения" для катионов Na^+ и несущих большой ($\sim 10^3 e^-$) отрицательный заряд наночастиц (макроионов). Из-за этого плоскость наименьшего сближения анионных частиц с поверхностью составляет 10 нм, в то время как катионы аккумулируются непосредственно на границе раздела. Ранее сообщалось, что особые граничные условия позволяют формировать на поверхности гидрозоля макроскопически плоские липидные мембраны [2]. В этой публикации мы сообщаем о результатах исследования распределения наночастиц в широком переходном слое на границе с липидной мембраной молекул 1,2-дистеароил-sn-глицеро-3-фосфохолина (DSPC, см. рис. 1). По нашим данным, адсорбция на границе гидрозоль — воздух молекул фосфохолина сопровождается конденсацией на ней наночастиц кремнезема.

Пленки DSPC приготавливались и изучались во фторопластовой тарелке диаметром 100 мм, в соответствии с методикой [1]. С помощью шприца Hamilton на жидкую подложку высаживались 2-3 капли общим объемом 10 мкл раствора фосфолипида в хлороформе ($\sim 3 \cdot 10^{-3}$ моль/л), чего достаточно для формирования не более 2-х монослоев липида. Подложкой служили стандартные растворы Ludox SM-30 (30% — SiO_2 и 0,2% — Na по массе) и Ludox TM-50 (50% — SiO_2 и 0,3% — Na по массе) производства Grace Davidson [3]. Растекание капли по поверхности сопровождалось падением поверхностного натяжения γ границы воздух — гидрозоль ~ 74 мН/м до ~ 50 мН/м, что регистрировалось методом Вильгельми с помощью датчика поверхностного давления. Затем образец приводился в равновесие при комнатной температуре в герметичной ячейке в течение 12 часов.

Для облегчения интерпретации данных рассеяния и выяснения влияния на строение переходного слоя полидисперсности в распределении частиц по размерам растворы кремнезема были исследованы методом малоуглового рассеяния [4]. Объемный образец гидрозоля готовился в стеклянном капилляре, а измерения проводились с использованием рентгеновского дифрактометра АМУР-К [5]. Результаты (см. рис. 2) показывают, что характерный диаметр частиц d для золя SM-30 составляет ~ 10 нм, причём в этом растворе в малой концентрации

присутствуют и частицы большего размера $d \sim 20$ нм. Распределение частиц в растворе ТМ-50 характеризуется узким пиком при 27 нм.

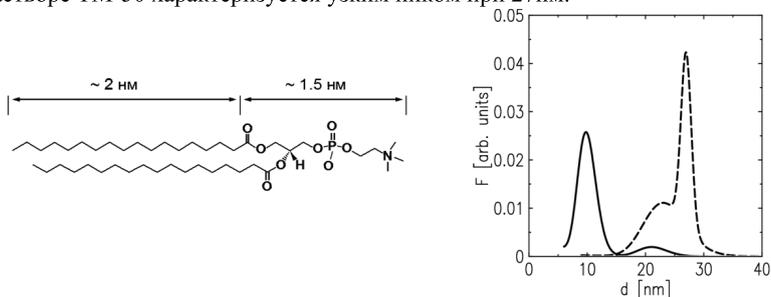


Рис. 1, 2. Молекулярная структура DSPC (слева) и распределение F частиц (справа) по диаметру в растворах кремнезема SM-30 (сплошная линия) и ТМ-50 (штриховая линия), полученное по данным МУРР.

Все эксперименты по рентгеновской рефлектометрии были проведены с использованием базового рентгеновского дифрактометра с подвижной системой трубка-детектор [6]. Измерения проводились на длине волны $\lambda \sim 1.54 \text{ \AA}$ ($\delta\lambda/\lambda \sim 10^{-4}$) при угловом разрешении $\sim 10^{-4}$ рад. На рис. 3 и 4 показана зависимость коэффициента отражения R от границы раздела воздух — гидрозоль в зависимости от угла скольжения θ . Осцилляции коэффициента отражения при $\theta > 0,18^\circ$ связаны с неоднородным распределением частиц по глубине поверхностного переходного слоя. Из полученных в эксперименте угловых зависимостей коэффициентов отражения R (рис. 3 и 4) были восстановлены профили поляризуемости вещества $\delta = \text{Re}(1 - \epsilon)$ (где ϵ — комплексная диэлектрическая проницаемость) по методу [7] (см. рис. 5). Вариации в профиле поляризуемости связаны с пространственными неоднородностями в распределении SiO_2 , а их протяженность — с размером частиц кремнезёма.

В случае чистой поверхности гидрозоля наиболее выраженной особенностью является плотный слой наночастиц SiO_2 , расположенный на удалении 15 нм (SM-30) и 25 нм (ТМ-50) от границы с воздухом (см. рис. 5), что согласуется с работой [1]. Наблюдается также слабо выраженный второй слой наночастиц на удалении 30 нм (SM-30) и 55 нм (ТМ-50) от поверхности. Восстановленный профиль свидетельствует о протяженной более чем два раза, чем оценено в [1], области расслоения кремнезоля. Структура переходного слоя определена так точно благодаря на порядок-два более высокой монохроматичности излучения в наших экспериментах, чем в [1].

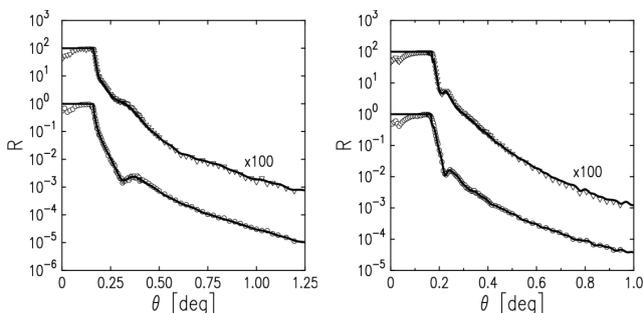


Рис. 3, 4. Коэффициент отражения границы воздух — гидрозоле SM-30 (слева) и TM-50 (слева): окружности — чистая поверхность; треугольники — поверхность с пленкой липида, сплошные линии — моделирование по [7].

Образование первого плотного слоя наночастиц на границе воздух — гидрозоле эквивалентно появлению дополнительной границы раздела, на которой также наблюдается различие в потенциалах сил электрического изображения для катионов и анионных частиц, находящихся в объёме золя. Это и приводит к формированию второго слоя наночастиц в глубине золя. Молекулы DSPC гидратируются в водной среде, формируя сильно поляризованную гидрофильную поверхность [8], наличие которой вызывает резкое изменение в распределении частиц SiO_2 в переходном слое. Максимальная концентрация частиц SiO_2 для гидрозоля SM-30 достигается в слое, непосредственно примыкающем к липидной мембране (поляризуемость мембраны $\sim \delta_w$ [2]), и превосходит объёмную в $(\delta_{\max} - \delta_w)/(\delta_{\max} - \delta_w) \approx 2$ раза, где $\delta_w \approx 7,5 \cdot 10^{-6}$ и $\delta_b \approx 1,15\delta_w$ — поляризуемости воды и гидрозоля соответственно. Максимальное значение поляризуемости в переходном слое $\delta_{\max} \approx 1,0 \cdot 10^{-5}$ (см. рис. 6). На гидрозоле TM-50 также наблюдается увеличение поверхностной плотности частиц кремнезема диаметром 10 нм, видимо, примесной природы.

Таким образом, можно утверждать, что на границе с фосфолипидной стенкой происходит конденсация частиц кремнезема. При этом поверхностная концентрация наночастиц, характеризуемая отношением $(\delta_{\max} - \delta_w)/(\delta_{\max} - \delta_w)$, где поляризуемость на чистой поверхности гидрозоля возрастает в десятки и более раз. Этот процесс сопровождается перераспределением положительного заряда Na^+ в поверхностном электрическом двойном слое. Ионы Na^+ способны проникать в фосфолипидные мембраны и создавать положительный поверхностный потенциал [9,10], вызывающий конденсацию отрицательно заряженных наночастиц. При этом объем золи служит резервуаром для Na^+ .

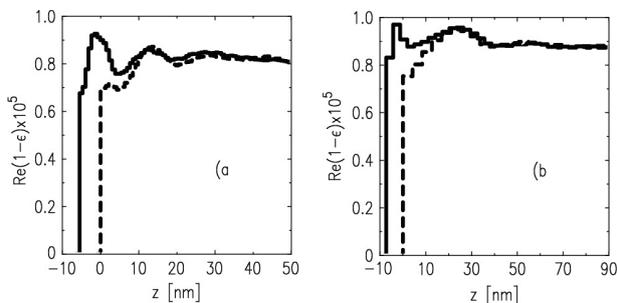


Рис. 5. Восстановленные профили действительной части комплексной диэлектрической проницаемости поперек границы гидрозоль — воздух: а — гидрозоль SM-30; б — гидрозоль TM-50. Штриховые линии — чистая граница гидрозоль — воздух, сплошные — граница с адсорбированным слоем DSPC.

Также, методом рентгеновской рефлектометрии было изучено строение переходного слоя на границе водного раствора наночастиц кремнезема. Восстановленный профиль $\text{Re}(1-\epsilon)$ по глубине говорит о наличии нескольких слоев наночастиц, — структуры, толщина которой как минимум в два раза больше, чем оценено ранее. Из наших данных следует, что при адсорбции на границе гидрозоль — воздух молекул DSPC происходит значительное увеличение поверхностной концентрации анионных наночастиц кремнезема, то есть происходит их конденсация. Это явление можно качественно объяснить образованием положительного поверхностного потенциала за счет проникновения и накопления катионов Na^+ в фосфолипидной мембране.

1. А.М.Тихонов, J. Phys. Chem. C 111, 930 (2007);
2. А.М.Тихонов, Письма в ЖЭТФ 92, 394 (2010);
3. F.Dumont, J.Warlus, A.Watillon, J. Colloid Interface Sci 138, 543 (1990);
4. D.I.Svergun, P.V.Konarev, V.V.Volkov, et. al., J. Chem. Phys., 113, 1651 (2000);
5. Л.Ю.Могилевский, А.Т.Дембо, Д.И.Свергун, и др., Кристаллография 29, 3-587 (1984);
6. В.Е.Асадчиков, А.В.Бузмаков и др., Приборы и техника эксперимента 3, 99 (2005);
7. I.V.Kozhevnikov, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 508, 519 (2003);
8. D.M.Small, in The Physical Chemistry of Lipids, Plenum Press, New York (1986);
9. S.A.Pandit and M.L.Berkowitz, Biophys. J. 82, 1818 (2002);
10. S.Pandit, D.Bostick and M.L.Berkowitz, Biophys. J. 84, 3743 (2003).

ИССЛЕДОВАНИЕ ИЗМЕНЕНИЯ СВОЙСТВ МАТЕРИАЛОВ МЕТОДОМ ПОЗИТРОННОЙ АННИГИЛЯЦИОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ.

К. Б. Казенов^{1,2}, Е. Н. Познырев^{1,2}

¹ *Московский государственный институт электроники и математики;* ² *Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»*

E-mail: kazenov_kb@mail.ru

Введение

В наши дни к материалам предъявляются повышенные требования по надежности и долговечности. Будь то сталь корпусов реакторов или пластины солнечных батарей космических аппаратов, все они работают в экстремальных условиях радиационного излучения и при повышенной температуре. Создавая эти материалы, мы должны быть уверены в том, чтобы они отработали свой срок службы без разрушения. Поэтому необходимо проводить лабораторные испытания по исследованию изменения структуры и свойств под воздействием облучения и при повышенных температурах. Надежным и неразрушающим методом контроля материалов может стать позитронная аннигиляционная спектроскопия (ПАС).

Теория метода

Аннигиляция позитрона и электрона может сопровождаться испусканием одного, двух или трех γ -квантов. Одноквантовый случай мы рассматривать не будем, так как этот процесс чрезвычайно маловероятен и его вклад в общую картину исследований ничтожен. Аннигиляция свободных электрона и позитрона сопровождается испусканием, минимум двух или трех γ -квантов, а также образованием комплекса $e^+ - e^-$ - позитрониях[1,2].

В зависимости от ориентации спинов e^+ и e^- различают два основных состояния атома позитрония: синглетное (спины антипараллельны, суммарный спин равен 0) – пара-позитроний, и триплетное (спины параллельны, суммарный спин равен единице) – орто-позитроний.

Для ортопозитрония различают три подсостояния, отличающихся магнитными квантовыми числами m : -1, 0, +1. Для парапозитрония $m=0$. Поэтому относительный статистический вес орто-позитрония равен $3/4$, пара-позитрония – $1/4$. Соответственно орто-позитроний испытывает 3 - γ аннигиляцию, а пара-позитроний 2- γ .

Константа распада для парапозитрония равняется:

$$\lambda_s^0 = 4\pi\tau_0^2 c \left| \psi_1(0) \right|^2 =$$

$\left| \psi_1(0) \right|^2$ – вероятность нахождения электрона в области расположения позитрона.

Подставляя это выражение, в формулу волновой функции позитрона:

$$\psi_1(r) =$$

Получим:

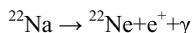
$$\tau_s = 125 \times 10^{-10} \text{ с}$$

Аналогично для пара-позитрония:

$$\tau_t = 140 \times 10^{-9} \text{ с}$$

Измерение времени жизни позитрония в веществе

В качестве источника позитронов используется радиоактивный изотоп ^{22}Na (период полураспада равен 2.6 года). Суть метода определения времени жизни позитрония заключается в измерении скорости счета запаздывающих совпадений между ядерным γ – квантом с энергией 1.28 МэВ, испускающимся в результате β^+ -распада по следующей схеме:



и одним из γ -квантом с энергией 511 кэВ, испущенным в результате аннигиляции позитрона. Таким образом ядерный γ – квант служит сигналом попадания позитрона в среду, так как испускаются они практически одновременно и точкой начала отсчета времени, а γ -квант с энергией 511 кэВ служит сигналом его гибели и, соответственной стоп-сигналом.

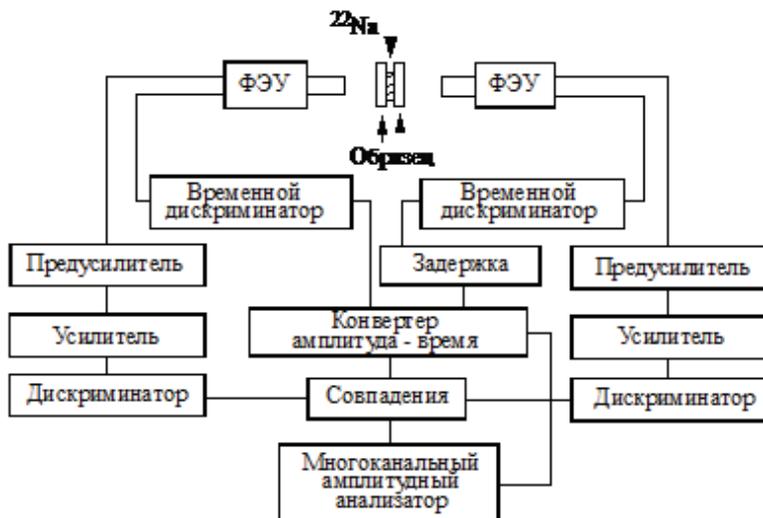


Рис. 1. Принципиальная схема установки

Из источника позитроны попадают в исследуемый образец и аннигилируют в нем. Гамма кванты регистрируются в сцинтилляционных детекторах, где формируют стартовый и стоповый сигналы, величина которого привязана к времени испускания соответствующих γ -квантов. Интервал времени измеряется с помощью блоков наносекундной электроники, включающей в себя дискриминаторы, схему совпадений, время – амплитудный преобразователь, многоканальный анализатор импульсов (рис. 1).

На выходе, на экране монитора с помощью специального программного обеспечения мы получаем спектр распределения позитронов по времени их жизни в веществе (рис. 2).

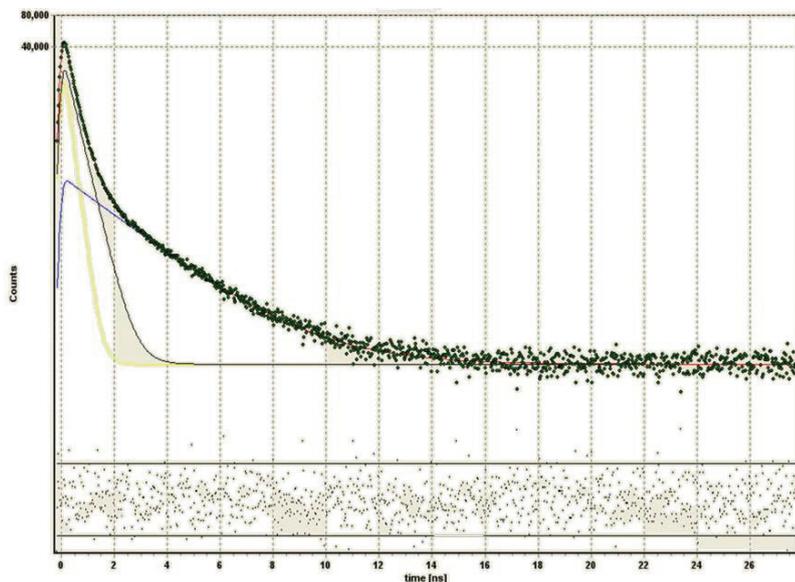


Рис. 2. Вид спектра времени жизни позитрона

Таким образом, время жизни позитрония в материале после воздействия (радиационное облучение, термообработка, введение примесей) будет значительно отличаться от времени жизни позитрония в этом же материале, не подверженному воздействию. Так как эти факторы могут в значительной степени изменять кристаллическую и электронную структуру вещества.

Математическая обработка спектров может дать сведения о концентрации электронов, дефектов кристаллической решетки, которые необходимы для анализа состояния материала, работающего при повышенной нагрузке, что крайне необходимо для таких отраслей как космическая, атомная и микроэлектронная промышленности[3].

Практическое применение метода

Данные о электронной структуре вещества могут быть полезны для эксплуатации космических аппаратов, так как во время нахождения на околоземной орбите они подвергаются воздействию ионизирующего излучения, с которым связаны такие эффекты как электризация и разрядные явления между элементами, расположенными на поверхности космических аппаратов; деградация оптических свойств радиационно-защитных покрытий и спад мощности фотоэлектрических преобразователей солнечных батарей; сбои в работе

навигационной и телеметрической аппаратуры, приводящие к нарушению или потере связи с космическим аппаратом.

Изучение процессов поверхностной и объемной электризации диэлектриков при облучении заряженными частицами позволяет предвидеть возможные негативные явления во время эксплуатации космического аппарата (КА) в условиях воздействия ионизирующего излучения естественных радиационных поясов Земли и межпланетного пространства.

Одним из методов исследования электризации диэлектриков может стать позитронная аннигиляционная спектроскопия. Накопленный в материале заряд значительно сократит время жизни позитрония в материале за счет, так называемой, pick-off аннигиляции, т. е. аннигиляции на «чужих» электронах в момент соударения. По полученному спектру мы сможем получить данные о скопившемся заряде в диэлектрике и определить величину поля создаваемого им, что впоследствии поможет нам в создании защитных материалов для солнечных батарей.

Данные о кристаллической структуре вещества могут использоваться при эксплуатации ядерных энергетических установок. В реакторе на протяжении всего срока службы образуются структурные дефекты, способствующие радиационному охрупчиванию и термическому старению материала, которые, при достаточно большом скоплении, могут привести к разрушению корпуса и, следовательно, выбросу радиоактивных веществ.

На сегодняшний день все страны, в которых есть атомные электростанции, стремятся продлить срок службы реакторов. А так как значительная часть нынешних реакторов проработали не менее 35 лет, то необходимо знать в каком состоянии находятся материалы корпуса и основных рабочих компонентов.

Исследование процессов дефектообразования поможет предвидеть возникновение состояния корпуса реактора, вычислив концентрацию дефектов кристаллической решетки, и их размеры. Дефекты кристаллической решетки типа вакансий, дислокаций и пор, могут значительно увеличить время жизни позитрония в материале из-за уменьшения электронной плотности вокруг себя. Кроме несовершенств кристаллической структуры ПАС позволяет определить фазовый состав вещества, который также оказывает влияние на механические свойства материала.

Вывод

Таким образом, ПАС является перспективным методом неразрушающего контроля структуры материалов, применяющихся в разных отраслях науки и техники. Дальнейшее исследование в области ПАС и использование его в связке с другими методами, позволит с высокой точностью прогнозировать поведение материалов, работающих в экстремальных условиях. Что в будущем поможет в разработке новых материалов.

1. Гольданский В И. Физическая химия позитрона и позитрония. М.: Наука, 1968.
2. Графутин В И, Прокопьев Е П. Применение позитронной аннигиляционной спектроскопии для изучения строения вещества. Успехи физических наук, 2002, т.172, с.67–83..
3. V. Slugen. What kind of information we can obtain from positron annihilation spectroscopy? EUR - Scientific and Technical Research Series; ISSN 1018-5593. Luxembourg: Office for Official Publications of the European Communities. 2006 – 94 pp.

О ПРОДВИЖЕНИИ КОАКСИАЛЬНОГО МАГНЕТРОНА В КОРОТКОВОЛНОВУЮ ЧАСТЬ МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА ДЛИН ВОЛН И ТЕОРИИ «ПОМОГАЮЩИХ ВИДОВ»

А.А. Омиров

Московский государственный институт электроники и математики

E-mail: lmis@miem.edu.ru

В настоящее время в технике СВЧ известно большое количество разнообразных типов генераторов. В их числе заметное место занимает магнетрон. Этот тип генератора является одним из самых старых, но до сих пор востребованным в силу постоянного улучшения разработчиками его параметров и технологии изготовления.

Конструкция коаксиального магнетрона позволила достичь значительно лучших параметров выходного сигнала по сравнению с классическим типом магнетронов. Наличие коаксиального резонатора повысило собственную добротность колебательной системы и позволило увеличить связь с внешней нагрузкой без роста затягивания частоты. Механическая перестройка частоты в КМ обеспечила значительно больший диапазон перестройки и оказалась значительно проще в изготовлении по сравнению с системами механической перестройки в классических магнетронах. Наличие стабилизирующего резонатора (СР) позволило уменьшить электронное смещение частоты (ЭСЧ) и тем самым повысить стабильность частоты генерации от импульса к импульсу. Благодаря этим особенностям КМ они вытесняют магнетроны классического типа во многих областях применения.

При создании КМ коротковолновой части миллиметрового диапазона длин волн возникает ряд проблем. Из них наиболее труднопреодолимые:

- сложности в согласовании частоты π вида анодной замедляющей системы (АЗС) с частотой вида H_{011} СР, что является следствием и роста влияния погрешностей изготовления деталей на параметры колебательной системы;

- рост плотности перестройки частоты с уменьшением рабочей длины волны. Следствием слишком высокой крутизны перестройки частоты является плохая управляемость частотой и малая виброустойчивость;

- уменьшение толщины периферийной стенки АЗС (согласно рекомендациям [1], не более $0,07\lambda$, где λ – рабочая длина волны), что приводит к низкой механической прочности АЗС и значительно усложняет отвод тепла от ламелей;

- увеличение нагрузки на анод может привести к оплавлению ламелей, что в мощных магнетронах устраняется установкой защиты тугоплавким металлом. Однако эта мера приводит к увеличению диссипативных потерь в стенках АЗС.

Были предприняты попытки создания конструкции не π -видных коаксиальных магнетронов [2]. Известно о двух экспериментальных образцах коаксиальных магнетронов поверхностной волны, созданных харьковскими исследователями, генерирующих на частоте 45 ГГц. Первый образец не перестраивался по частоте и обеспечивал мощность до 40 кВт при КПД 8%. Во втором образце перестройка частоты обеспечивалась в полосе 600 МГц (1,3%) при двукратном перепаде мощности. Оценка полученных результатов не была приведена. Полученные результаты значительно уступают характеристикам классических магнетронов, генерирующих колебания с аналогичной длиной волны.

Наиболее уязвимым параметром коаксиального магнетрона, ограничивающим области его применения, является работоспособность при большей по сравнению с классическими типами магнетронов длительности фронта модулирующего импульса. Короткая длительность фронта модулирующего импульса позволяет увеличить разрешающую способность радиолокатора по дальности, а также повысить общий КПД модулятора. Улучшение стабильности работы КМ на малой длительности фронта модулирующего импульса является одной из основных задач разработчиков магнетронов.

Наиболее подробно проблемой возбуждения КМ на короткой длительности фронта модулирующего импульса занимался Э.Д. Шлифер. На основе результатов исследований автором была сформулирована теория «помогающих видов». В [1] автор утверждает, что поля видов колебаний АЗС и СР «сшиваются». Этот термин «означает, что при соответствующих напряжениях анода возбуждение в АЗС магнетрона вида $\gamma = N/2 - m$ или $\gamma = m$ навязывают в СР распределение поля, соответствующее $N_{\text{мпр}}$ виду, и наоборот»¹ Соответственно, в АЗС и СР образуются т.н. «устойчивые колебательные состояния», состоящие из совпадающих или взаимоподдерживающихся по числу азимутальных вариаций структур полей соответствующих видов колебаний.

Также существуют и т.н. «неустойчивые колебательные состояния». Они образуются взаимонеподдерживающимися по числу азимутальных вариаций видами колебаний АЗС и СР. Особое внимание уделяется

¹ Сохранена орфография автора. Судя по всему, имелся в виду вид колебаний n , а не номер гармоники γ .

взаимонеподдерживающимся колебательным состояниям нерабочих видов АЗС и рабочего вида СР.

Автор [1] утверждает, что на фронте модулирующего импульса на весьма близких напряжениях анода происходит возбуждение видов колебаний, близких по номеру гармоники к рабочему, причем они помогают возбудить рабочий вид колебаний: «... в случае последовательного (эстафетного) возбуждения в АЗС (на фронте модулирующего импульса) видов колебаний и их пространственных гармоник на частотах, соответствующих резонансной для H_{011} вида колебаний в СР, ... можно говорить об ансамбле помогающих колебательных состояний».

Однако далее автор пишет, что «если из эстафетного ансамбля помогающих колебательных состояния по той или иной причине ... выпадает какой-либо вид (а того хуже – несколько), то эстафетность процесса нарушается, и амплитуды колебаний предшествующего выпавшему виду колебаний смогут нарасти уже до уровней, затрудняющих возбуждение π вида АЗС».

При этом утверждается, что виды колебаний $N/2 - 1$, $N/2 - 3$ и $N/2 - 4$ АЗС образуют устойчивые колебательные состояния с видами H_{121} , H_{311} , H_{411} СР соответственно. Так как эти виды колебаний СР подавлены, то должны быть подавлены и соответствующие виды колебаний АЗС. Таким образом, возбуждаться на фронте модулирующего импульса они не могут. Также, будучи связанными с видами H_{121} , H_{311} , H_{411} СР, эти виды колебаний АЗС уже не могут образовать неустойчивого колебательного состояния с H_{011} . Можно сделать вывод, что эстафетность нарушена, а из всех видов колебаний, помогающими могут быть лишь два - $N/2 - 2$ и $N/2 - 5$. Мало того, согласно изложенной теории, эти виды колебаний могут нарастать до уровней, препятствующих возбуждению π вида, и оказывать уже не помогающее, а мешающее воздействие.

С целью получения высокого КПД технологические неоднородности стремятся уменьшить, и АЗС КМ можно считать однородной. Из общих физических соображений следует, что для организации связи помогающих видов колебаний с видом колебаний H_{011} СР через щели необходимо, чтобы в спектре пространственных гармоник присутствовали гармоники с периодичностью $\gamma = 0$ и (или) $\gamma = N/2$, что, в свою очередь, возможно только в неоднородной системе. Самим автором также подтверждается этот факт: «... не имеющий азимутальных вариаций поля рабочий вид колебаний СР синфазно возбуждает все элементы связи и, следовательно, синфазно возбуждаются связанные с СР резонаторы АЗС (т.е. каждый второй резонатор). За счет внутренней электромагнитной связи между соседними резонаторами АЗС каждый такой соседний резонатор АЗС оказывается возбужденным в противофазе. Таким образом, в АЗС поддерживается распределение поля, соответствующее π виду колебаний. Соответственно и наоборот, если в АЗС возбудился π вид колебаний, то система элементов связи возбуждается синфазно и навязывает в СР выбранный вид».

Из вышесказанного следует, что для возбуждения вида колебаний H_{011} СВ помогающими видами необходимо внести такую неоднородность, которая обеспечит появление в спектре пространственных гармоник с периодичностью $\gamma = 0$ и (или) $\gamma = N/2$, и при этом сориентировать их относительно щелей связи необходимым образом. Внесение в АЗС таких неоднородностей не оправдано, так как влечет за собой «разрушение» структуры поля рабочего вида колебаний и снижает его конкурентоспособность и КПД.

Согласно теории «помогающих видов колебаний», чем большее количество помогающих видов существует в системе, тем быстрее будет возбуждаться π вид. Количество помогающих видов колебаний, в свою очередь, зависит от количества резонаторов АЗС и составляет примерно $N/8$. Автор утверждает, что для уменьшения длительности фронта модулирующего импульса необходимо увеличивать количество резонаторов: «С позиции ... облегчения возбуждения рабочего вида колебаний целесообразно увеличивать число помогающих видов колебаний. Этому способствует выбор наибольшего числа резонаторов N В тех случаях, когда удастся синтезировать колебательную систему, реализующую указанные возможности использования ансамбля помогающих видов, допустимая крутизна фронта модулирующего импульса приближается к типичной для классического магнетрона».

Это утверждение противоречит [3], где утверждается, что длительность фронта модулирующего импульса, при котором магнетрон может стабильно возбуждаться, зависит от характеристического сопротивления системы: чем оно больше, тем более коротким может быть фронт модулирующего импульса. Из того же источника известно, что характеристическое сопротивление уменьшается с уменьшением угла раскрыва резонатора. В современных КМ применяются резонаторные системы с большим количеством резонаторов – до 42 – что ведет к значительному уменьшению угла раскрыва и, как следствие – меньшему по сравнению с классическими магнетронами характеристическому сопротивлению всей системы, что и обуславливает работу на увеличенной длительности фронта модулирующего импульса. Экспериментальные данные точнее соответствуют точке зрения [3].

Еще одним недостатком проектирования по методике [1] является необходимость создания «модели первого приближения»: «Проектирование магнетронов (в частности, формулирование скорректированных технических требований) требует расчетного аналогового или даже интуитивного создания первичной модели (модели первого приближения). Без этого этапа, продуктом которого являются «исходные» размеры и электрические режимы, невозможна их дальнейшая машинная оптимизация».

1. Э.Д. Шлифер «Расчет и проектирование коаксиальных и обращенно-коаксиальных магнетронов», МЭИ, Москва, 1991г.

2. В.Д. Еремка, О.П. Кулагин., В.Д. Науменко «Разработка и исследование магнетронов в институте радиофизики и электроники им. А.Я. Усикова и радиоастрономическом институте НАН Украины», «Радиофизика и электроника», т.9, спец. вып. 2004, с. 42-67.
3. «Магнетроны сантиметрового диапазона», т.1. Перевод под редакцией С.А. Зусмановского. «Советское радио», Москва, 1950г.

СПОСОБЫ ПРОДВИЖЕНИЯ МАГНЕТРОНА В КОРОТКОВОЛННУЮ ЧАСТЬ МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА ДЛИН ВОЛН

К.И. Чистяков

Московский государственный институт электроники и математики

E-mail: lmis@miem.edu.ru

Магнетрон – широко используемый генератор СВЧ излучения. Практически во всех областях его применения наблюдается тенденция к продвижению рабочей длины волны в коротковолновую часть миллиметрового диапазона.

В радиолокации магнетроны используются в качестве задающего генератора. Уменьшение рабочей длины волны радиолокационной станции ведет к повышению разрешающей способности и позволяет уменьшить габариты антенного устройства. Радиолокационные установки, работающие в коротковолновой части миллиметрового диапазона длин волн, необходимы для создания высокоточного оружия.

В медицине магнетроны используются для облучения раневых поверхностей СВЧ энергией. Применяется как объемный нагрев, так и поверхностный (коагуляция крови на больших открытых ранах). Если в первом случае нагревают достаточно большие объемы тканей, и уменьшение длины волны облучателя требуется лишь до определенного предела, то во втором случае необходимо облучать только поверхностный слой тканей, который должен быть как можно тоньше. Последнее требование связано с тем, чтобы не допускать некроза здоровых тканей, и достигается уменьшением рабочей длины волны излучателя.

Современные магнетроны коротковолновой части миллиметрового диапазона длин волн обладают рядом существенных недостатков:

- малый уровень КПД вынуждает применять принудительное жидкостное охлаждение;
- малые размеры пространства взаимодействия магнетрона, что накладывает ограничения на размеры кагода, приводящие к сокращению долговечности;
- уменьшение рабочей длины волны прибора приводит к росту относительных погрешностей изготовления резонаторной системы, в результате чего ухудшается однородность структуры высокочастотного поля и повышаются потери в системе.

Приведенные недостатки вызывают существенные трудности при конструировании установок, предназначенных для работы в условиях серьезных ограничений по массогабаритным характеристикам, подводимой и рассеиваемой мощностям. О трудностях разработки и технологических сложностях производства магнетронов коротковолновой части миллиметрового диапазона длин волн свидетельствует их ограниченная номенклатура, а так же малое количество выпускающих фирм. Потребители магнетронов нуждаются в улучшении параметров приборов коротковолновой части миллиметрового диапазона длин волн.

Изначально при создании магнетронов миллиметрового диапазона длин волн применялся метод масштабного моделирования резонаторных систем типа «восходящее солнце» [1]. Система типа «восходящее солнце» обладает большим разделением по частоте между рабочим π видом колебаний и ближайшим конкурирующим по сравнению с аналогичной равнорезонаторной системой. Однако более представительный спектр пространственных гармоник рабочего вида колебаний и наличие в нем нулевой гармоники приводит к уменьшению вклада синхронной гармоники в суммарное высокочастотное поле, что снижает КПД прибора.

Был создан ряд магнетронов с разнорезонаторной системой типа «восходящее солнце», генерирующих длины волн вплоть до 3мм. Однако все попытки создания промышленного образца магнетрона, генерирующего на длине волны менее 3мм, закончились неудачей. Так, опытный образец магнетрона RPB5, созданный по принципу масштабного моделирования на длину волны 2.5 мм обладал незначительной выходной мощностью, а его долговечность ограничивалась единицами часов [1].

С целью устранения проблем, вызванных наличием резонанса пространственного заряда, был исследован режим работы магнетрона в условиях слабого магнитного поля. С помощью этого метода был создан опытный образец магнетрона, работающий в режиме слабого магнитного поля, на рабочую длину волны 2.8 мм. Данный прибор имел выходную мощность в импульсе не более 3.3 кВт при напряжении анода 17...19 кВ и диаметре катода 0.78 мм. Такой размер катода ограничивал долговечность несколькими часами [2].

Другими модификациями магнетронов, применяемыми в миллиметровом диапазоне длин волн, являются коаксиальный магнетрон (КМ) и обращено-коаксиальный магнетрон (ОКМ). Их конструкция позволила достичь большего диапазона перестройки рабочей частоты, чем в классических магнетронах, высокого КПД (в КМ), высокой мощности (в ОКМ). Однако промышленных образцов приборов, работающих на длине волны менее 8мм, нет и по настоящее время в силу следующих трудностей:

- рост влияния погрешностей изготовления деталей колебательной системы на ее параметры затрудняет согласование частоты вида стабилизирующего резонатора H_{011} с частотой π вида анодной замедляющей системы;

- уменьшение толщины стенки между резонаторами анодной замедляющей системы и стабилизирующим резонатором до величин, ограничивающих возможность отвода тепла от ламелей, а так же понижающих механическую прочность анодной замедляющей системы.

В литературе [3] описаны попытки создания магнетронов коротковолновой части миллиметрового диапазона длин волн, основанные на синхронизме электронного потока с низшей пространственной гармоникой вырожденного вида колебаний равнорезонаторной системы. За счет большего коэффициента замедления при одинаковом количестве резонаторов по сравнению с π -видной системой можно добиться больших размеров пространства взаимодействия, что позволяет получить большую долговечность, а так же упростить изготовление катода.

Этот подход оказался наиболее приемлемым с точки зрения продвижения в коротковолновую часть миллиметрового диапазона длин волн. Так, был создан опытный образец магнетрона с рабочей длиной волны 2.2 мм, выходной мощностью в импульсе 8 кВт, КПД 5% при напряжении на аноде 12 кВ. [3]

Следует отметить, что работа на вырожденных видах колебаний обладает недостатками. В силу наличия технологических неоднородностей изготовления резонаторной системы вырожденный вид колебаний превращается в дублет. Ориентация высокочастотного поля рабочей составляющей дублета имеет случайный характер от прибора к прибору. В результате отсутствует достоверность контроля магнетрона по контурному КПД на установках с низким уровнем мощности, а так же могут сильно меняться характеристики прибора в пределах одной серии. Западные разработчики не стали рассматривать режим работы магнетрона на вырожденных видах колебаний [4]: «Практически невозможно осуществить резонаторную систему так, чтобы она была идеально симметричной. При наличии же асимметрии каждый вырожденный вид колебаний расщепляется на два невырожденных с весьма мало отличающимися резонансными частотами. Как правило возбуждаться могут оба дублета, причем относительная интенсивность их зависит от природы расщепления и может сильно меняться от одного экземпляра магнетрона к другому. Вследствие этого при работе на вырожденном виде колебаний параметры магнетронов одной и той же серии могут значительно отличаться друг от друга».

С целью промышленного выпуска магнетронов миллиметрового диапазона длин волн, работающих на низшей пространственной гармонике, на ОАО «Плутон» был разработан комплекс мер по устранению недостатков этого метода. Результатом служит разработанная в 1984 году промышленная конструкция магнетрона 2 мм диапазона длин волн с равнорезонаторной замедляющей

системой на низшей пространственной гармонике, до сих пор не имеющая аналогов в мире. Данный прибор обладает выходной мощностью в импульсе 5.5 – 7 кВт при напряжении анода 14.5 кВ и имеет долговечность несколько сотен часов.

Также представляет интерес режим работы, основанный на синхронизме электронного потока и высшей пространственной гармоники π вида колебаний, так как он обладает меньшими собственными потерями, чем система, работающая на вырожденном виде колебаний.

1. Бернштейн, Кролл «Обычные импульсные магнетроны разнорезонаторного типа», сборник статей под редакцией Окреса, т.2.
2. Бернштейн, Кролл «Магнетроны разнорезонаторного типа импульсного и непрерывного действия, работающие в режиме слабого магнитного поля»
3. В. Д. Ерёмка, О. П. Кулагин, В. Д. Науменко «Разработка и исследование магнетронов в институте радиофизики и электроники им. А. Я. Усикова и радиоастрономического института НАН Украины», Радиофизика и электроника т. 9 спец. вып. 2004 г.
4. «Магнетроны сантиметрового диапазона», т.1. Перевод под редакцией С.А. Зусмановского. «Советское радио», Москва, 1950г.

СПОСОБЫ ПОДАВЛЕНИЯ ЩЕЛЕВОГО ВИДА КОЛЕБАНИЙ В КОАКСИАЛЬНОМ МАГНЕТРОНЕ

А.А. Омиров, К.И. Чистяков

Московский государственный институт электроники и математики

E-mail: lmis@miem.edu.ru

Проблема подавления щелевого вида колебаний (называемого также длинноволновым π видом, или ДПВ) в настоящее время является актуальной для разработчиков коаксиальных магнетронов (КМ). При отсутствии подавления щелевой вид колебаний оказывает сильное мешающее воздействие. Это связано с тем, что его потенциал синхронизации меньше, чем у рабочего вида колебаний, а потери во внешней нагрузке отсутствуют.

Существует три метода подавления щелевого вида колебаний – диссипативный (или активный), реактивный и комбинированный. В современных магнетронах обычно применяется комбинированный метод подавления щелевого вида, при котором применяется как активное, так и реактивное подавление.

Диссипативный метод реализуется установкой поглотительной керамики у конца щелей связи. При уменьшении перекрытия щелей связи поглотительной керамикой уменьшается подавление щелевого вида колебаний, а при увеличении перекрытия – усиливается поглощение рабочего вида колебаний. Анализ литературных источников и технической документации показал, что во многих выпускаемых коаксиальных магнетронах как миллиметрового, так и

сантиметрового диапазона длин волн до сих пор применяется только активное подавление с большим перекрытием щелей связи. В некоторых приборах (например, МИ-463) при постановке керамики потери на рабочем виде колебаний увеличиваются на 30-45%. Столь сильный рост потерь на рабочем виде колебаний в современных условиях неоправдан, поэтому чисто диссипативный метод поглощения при разработке новых магнетронов стараются не применять.

Второй метод – реактивный. Реактивное подавление представляет собой объединение щелей связи в различные группы, отличающиеся между собой формой и количеством щелей в группе. Анализ литературных источников 1950-х – 1960-х годов показывает наличие большого числа усилий по разработке методики реактивного разрушения ДПВ [1, 2], однако на практике большая часть из них применения так и не нашла.

Идея группировки щелей в КМ первоначально предложена в [1, 2]. Изготовление щелей связи различной формы фактически эквивалентно нарушению однородности резонаторной системы, что, как известно, приводит к разрушению структур щелей каждого из видов колебаний и к увеличению количества пространственных гармоник в суммарном высокочастотном поле. Это приводит к тому, что в структуре поля щелевого вида колебаний увеличивается интенсивность низших по отношению к нему пространственных гармоник. В свою очередь, это приводит к росту излучения в торцы системы и к увеличению потерь в поглотителе, расположенном у концов щелей связи.

Однако в патентах [1, 2] отсутствуют рекомендации по расположению щелей связи, а все описанные методы подавления связаны только с изменением формы щелей.

В настоящее время в литературе отсутствуют подтвержденные расчетным и(или) экспериментальным образом рекомендации по реактивному подавлению щелевого вида колебаний.

Наиболее уязвимым местом реактивного разрушения щелевого вида колебаний является высокая технологическая сложность изготовления щелей связи сложной формы в диапазоне длин волн менее 2 см и полная невозможность – в миллиметровом диапазоне длин волн. С целью группировки щелей связи в миллиметровом диапазоне длин волн вводится селективный металлический экран у концов щелей связи [3].

Согласно первым патентам [2], первоначально применялась группировка щелей связи по случайному закону. По замыслу авторов, это должно было привести к уменьшению связи между щелями связи. Однако такая группировка показала свою несостоятельность. На современном уровне понимания процессов, происходящих в магнетроне, разрушение щелевого вида колебаний связано с разрушением его спектра пространственных гармоник и уменьшением вклада синхронной гармоники π вида в суммарное поле. Эксперименты показали, что

группировка щелей связи по закону случайного распределения не обеспечивает достаточного разрушения.

Для простоты будем рассматривать 32 резонаторную систему. Наиболее распространена группировка щелей по типу «4г-4п-4г-4п» (г – гантельные щели связи, п - прямоугольные щели связи). При развитии идеи группировки щелей связи и реактивного разрушения щелевого вида колебаний была опробована также группировка типа «3г-2п-3г-3п-2г-3п». Основная идея, лежащая в основе создания группировки такого типа, - различная конфигурация (по составу и количеству) противоположных групп щелей связи.

В [4] было исследовано влияние по-разному расположенных в кольцевом резонаторе неоднородностей на состав спектра пространственных гармоник. Расчетным и экспериментальным методами было показано, что при четном рабочем виде расположение диаметрально противоположных неоднородностей, одинаковых по модулю и знаку, ведет к образованию только четных пространственных гармоник; гармоники с нечетными номерами на этих неоднородностях взаимоуничтожаются. Поэтому разрушение щелевого вида группировкой второго типа оказалось сильнее.

В [5] описан еще один тип группировки, не получивший должного распространения. Было высказано предположение о наилучшем разрушении при изготовлении двух групп щелей. Первая группа должна состоять из $N/4$ - $N/8$ гантельных щелей связи, вторая – из $N/4$ – $3N/8$ прямоугольных щелей связи. Эксперимент показал увеличение влияния поглотителя на уровень собственной добротности щелевого вида на 15-20% по сравнению с группировками других типов. Однако расчетной оценки такого разрушения, а также рекомендаций по выбору в заданных пределах количества разрушенных щелей связи проведено не было.

Анализ литературы показал полное отсутствие методов для расчета разрушения щелевого вида колебаний.

Как уже упоминалось выше, внесение различных групп щелей связи эквивалентно внесению неоднородности в однородную систему. Можно представить систему типа «восходящее солнце», в которой проводимость малых резонаторов равна проводимости «закрытых» (без щелей связи) резонаторов в анодной замедляющей системе (АЗС) со щелями связи, а проводимость больших соответствует проводимости «открытых» резонаторов (т.е., резонаторов, нагруженных на щель связи). В зависимости от параметров щели связи глубина большого резонатора может быть различна.

Дальнейший расчет этой системы может быть проведен с помощью – полевого метода, описанного в [6], где приведена формула для нахождения проводимости лопаточного резонатора Y :

$$Y = j \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \frac{h}{\phi a} \frac{J_0(ka)N_1(kb) - J_1(kb)N_0(ka)}{J_1(ka)N_1(kb) - J_1(kb)N_1(ka)}, \quad (1)$$

где: ε_0 , μ_0 – диэлектрическая и магнитная проницаемости в вакууме соответственно;

h – высота резонатора;

Φ – угол раскрытия резонатора;

a , b – эффективные радиусы по аноду и стенкам резонатора, соответственно;

$k = 2\pi/\lambda$ – волновое число свободного пространства;

j – мнимая единица;

J_0 , J_1 , N_0 , N_1 – функции Бесселя и Неймана нулевого и первого порядков.

Также приведена формула, позволяющая рассчитывать проводимость лопаточного резонатора, нагруженного на конце проводимостью Y_t :

$$Y = j \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \frac{h}{\phi a} \frac{J_0(ka) - \frac{J_1(kb)Y_t - j \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \frac{h}{\phi b} J_0(kb)}{N_1(kb)Y_t - j \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \frac{h}{\phi b} N_0(kb)} N_0(ka)}{J_1(ka) - \frac{J_1(kb)Y_t - j \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \frac{h}{\phi b} J_0(kb)}{N_1(kb)Y_t - j \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \frac{h}{\phi b} N_0(kb)} N_1(ka)} \quad (2)$$

В дальнейшем полученные проводимости резонаторов (в конфигурации, соответствующей тому или иному типу группировки щелей) подставляются в дисперсионное уравнение, и находится решение, соответствующее π виду (в данном случае, соответствующему щелевому). Таким образом, общая задача вычисления эквивалентной глубины (или эквивалентной проводимости) открытого резонатора сводится к нахождению проводимости щели связи Y_t .

В литературе описана единственная методика, так или иначе применимая для расчета проводимости щелей связи. Речь идет о методике расчета АЗС, приведенной в [7].

Щели связи рассматриваются автором как участки шлейфа. Сама щель связи при этом делится на три участка: два короткозамкнутых шлейфа в обоих аксиальных направлениях от резонаторов АЗС и участок, находящийся на уровне высоты анода. Расчет проводимости короткозамкнутых шлейфов проводится по следующим формулам:

- для шлейфа прямоугольной формы:

$$Y_{\text{вх}} = \frac{-j t_{\text{см}}}{377 t_{\text{ш}}} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{\text{кр}}}\right)^2} \operatorname{ctg} \left(\frac{2\pi l_{\text{ш.л}}}{\lambda} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{\text{кр}}}\right)^2} \right), \quad (3)$$

где: λ – рабочая длина волны;

$\lambda_{\text{кр}} = 2 * l_{\text{ш}}$ – критическая длина волны для прямоугольного волновода;

$l_{\text{ш.л}} = \frac{l_{\text{ш}} - h}{2}$ – длина шлейфа;

- для шлейфа сложной (в частности, гантельной) формы:

$$Y_{\text{вх}} = iY_0 \frac{j \operatorname{tg} \left(\frac{2\pi l'}{\lambda} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{\text{кр}}}\right)^2} \right) + \frac{B_{\text{сумм}}}{Y_0}}{1 + j \frac{B_{\text{сумм}}}{Y_0} \operatorname{tg} \left(\frac{2\pi l'}{\lambda} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{\text{кр}}}\right)^2} \right)}, \quad (4)$$

$$B_{\text{сумм}} = \frac{1}{377} \frac{t_{\text{см}}}{2\pi r_{\text{омс}}} \left(\frac{J_0(kr_{\text{омс}})}{J'_0(kr_{\text{омс}})} + 2 \sum_{m=1}^{\infty} \left(\frac{\sin m \frac{\psi}{2}}{m \frac{\psi}{2}} \right)^2 \frac{J_m(kr_{\text{омс}})}{J'_m(kr_{\text{омс}})} \right), \quad (5)$$

$$Y_0 = \frac{1}{377} \frac{t_{\text{см}}}{t_{\text{ш}}} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{\text{кр}}}\right)^2}, \quad \text{где:} \quad (6)$$

ψ – угол, под которым видна щель связи толщиной $t_{\text{ш}}$ из центра отверстия;

$\lambda_{\text{кр}}$ – критическая длина волны для волновода гантельного сечения, определяемая из [8]

l' – длина участка щели связи толщиной $t_{\text{ш}}$.

Сама щель связи считается следующим образом (без учета влияния стабилизирующего резонатора на частоту щелевого вида):

$$Y_t = 2 * Y_{\text{вх}} \quad (7)$$

В дальнейшем автор считает проводимости резонаторов, нагруженных на щели связи. Для этих целей используются формулы с эквивалентными параметрами. Фактически, (2) является аналогичной приведенным в [7] формулам, однако более точной, с одной стороны, и менее трудоемкой, с другой.

Подставляя результат (7) в качестве параметра Y_t в (2), находим проводимость открытых резонаторов, которую, в свою очередь, пересчитываем в эквивалентную длину большого резонатора системы «восходящее солнце».

Судя по всему, в последующем расчете допущена еще одна ошибка. Автор [7] говорит о наличии упрощения, заключающегося в отсутствии потерь. При таком допущении проводимость должна быть чисто мнимой величиной, о чем автор также упоминает. Однако в результате расчета по (4) получается комплексное число с наличием и мнимой, и действительной составляющих, что противоречит упрощению. Мало того, при попытке расчета по (4) щели связи прямоугольной формы ((3) фактически является упрощенной версией (4)) также получалось не мнимое число, а комплексное с действительной составляющей.

Таким образом, можно сделать вывод об отсутствии методик как для расчета разрушения щелевого вида в целом, так и для расчета проводимости щелей связи сложной формы. Для оценки наилучшего типа группировки щелей связи, вносящего наибольшее разрушение в структуру щелевого вида колебаний, необходима разработка новых способов для расчета проводимости щелей связи.

1. Патент США №3.034.014. Кл.315-39.77. Приоритет в США – 1958г. Заявитель: “Bell Telephone Lab., Inc”. Изобретатель: Jerom Drexler.
2. Патент США №2.976.458. Кл.315-39.77. Приоритет в США – 1958г. Заявитель: “Bell Telephone Lab., Inc”. Изобретатель: Joseph Feinstein.
3. Э.Д. Шлифер Авторское свидетельство № 99718. Приоритет в СССР – 1975г.
4. В.Б. Штейншлейгер «Явления взаимодействия волн в электромагнитных резонаторах», Москва, 1955г, «Государственное издательство оборонной промышленности».
5. А.А. Гурко «Пути и средства совершенствования параметров магнетронов миллиметрового диапазона», диссертация на соискание ученой степени д.т.н., Москва, МИЭМ, 2004г.
6. «Магнетроны сантиметрового диапазона», т.1. Перевод под редакцией С.А. Зусмановского. «Советское радио», Москва, 1950г.
7. Э.Д. Шлифер «Расчет и проектирование коаксиальных и обращенно-коаксиальных магнетронов», МЭИ, Москва, 1991г.
8. Р.А. Силин «Расчет характеристик линий передачи СВЧ», «Электронная техника, сер. СВЧ-техника», вып. 5(449), 1992г, с. 41-49.

РОСТ УПОРЯДОЧЕННЫХ МАССИВОВ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК НА ПРОФИЛИРОВАННОЙ ПОВЕРХНОСТИ

К.Е. Бачурин, Е.А. Воробьева, А.В. Макунин, Н.Г. Чеченин

Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ

E-mail: kirillzd@gmail.com, indox.kirill@googlegmail.com

Упорядоченные массивы углеродных нанотрубок (УНТ) представляют большой интерес для различных приложений. В данной работе представлена методика роста упорядоченных массивов УНТ.

Один из методов осаждения упорядоченных массивов УНТ является осаждение катализатора на поверхность исходной подложки упорядоченным образом,

например, путем магнетронного напыления через отверстия заранее приготовленной маски. В данной работе в качестве маски были использованы медные сеточки с размером ячеек квадратной формы $250 \times 250 \text{ мкм}^2$.

Упорядоченное расположение УНТ также может достигаться осаждением на поверхности подложки с нанесенным катализатором, профилированным с помощью различных литографических процессов.

В НИИЯФ МГУ в соответствии с программой ПНР введен в действие новый сканирующий электронный микроскоп (СЭМ) TESCAN LYRA3 FEG XMU, имеющий, в том числе, приставку системы сфокусированного ионного пучка (ФИП или FIB). На базе возможностей этого СЭМ нами разработан новый метод литографической подготовки поверхности подложки и каталитической подложки – метод ионно-пучковой литографии (ИПЛ).

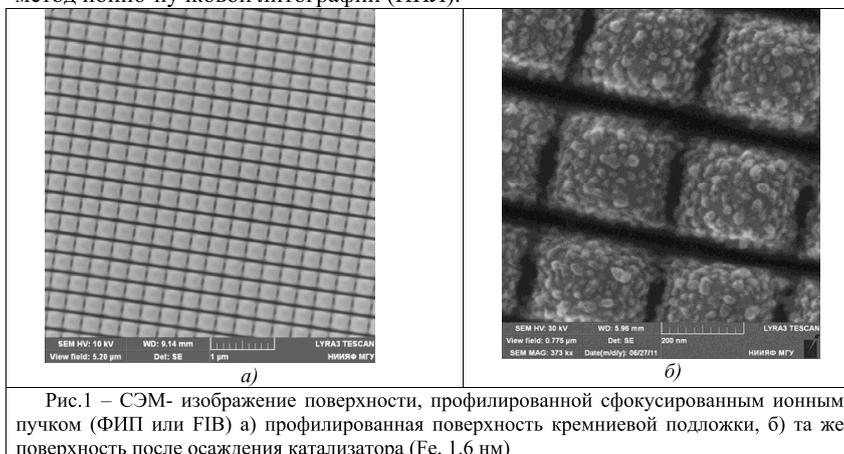


Рис.1 – СЭМ- изображение поверхности, профилированной сфокусированным ионным пучком (ФИП или FIB) а) профилированная поверхность кремниевой подложки, б) та же поверхность после осаждения катализатора (Fe, 1.6 нм)

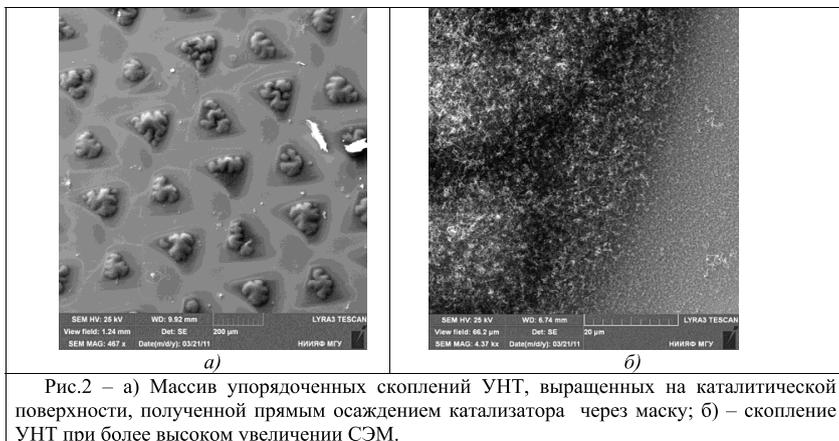
Сфокусированные ионные пучки в СЭМ предоставляют несколько уникальных возможностей профилирования и литографии для получения упорядоченных массивов УНТ программным образом заданного профиля.

На *рис.1а*) представлено, в качестве примера, изображение СЭМ поверхности подложки кремния, профилированной ФИПом с самым простым рисунком в виде сетки с квадратными ячейками размером $200 \text{ нм} \times 200 \text{ нм}$.

На профилированную таким образом поверхность можно осадить катализатор, что и было сделано, см. *рис.1б*). Далее каталитическую поверхность можно вторично профилировать, «зачистив» «ненужные» участки и оставив «нужные», и после этого осадить УНТ. Однако, менее трудоемкий метод – профилировать поверхность с уже нанесенным катализатором и произвести осаждение УНТ на профилированную каталитическую поверхность. И, наконец, с помощью ФИПом можно профилировать поверхность с уже осадженными УНТ.

Разработанные нами методы осаждения упорядоченных массивов УНТ включают два основных этапа: осаждение катализатора на исходную подложку с формированием профиля каталитической поверхности и осаждение УНТ. Для осаждения катализатора использовался метод магнетронного напыления, который оказался наиболее эффективным, по сравнению, скажем, с методом электрохимического осаждения катализатора. Для осаждения УНТ использовалась установка пиролитического газофазного осаждения (ПГО) [1].

На *рис.2* представлено изображение массива упорядоченных скоплений УНТ, выращенных на каталитической поверхности, полученной прямым осаждением катализатора через маску. Видно, что УНТ растут в виде сгустков, располагающихся на участках покрытых катализатором, и не растут на свободных от катализатора местах. В результате скопления УНТ формируют структуру, заданную маской, *рис.1а*). То, что скопления состоят из УНТ демонстрируется на *рис.2б*). Видно, что это витые, переплетающиеся УНТ, типичной морфологии для роста методом ПГО [1,2]. Ввиду сложной формы УНТ, каждое из скоплений также приобретает нерегулярный рельеф.



Также был произведен синтез УНТ на каталитической поверхности, профилированной методом ионной литографии.

Процесс ионной литографии производился при помощи FIB приставки к микроскопу LIRA 3. Осаждение УНТ на подготовленную ионно - литографическим способом каталитическую поверхность производился методом ПГО. Результаты такого осаждения представлены на *рис.3*.

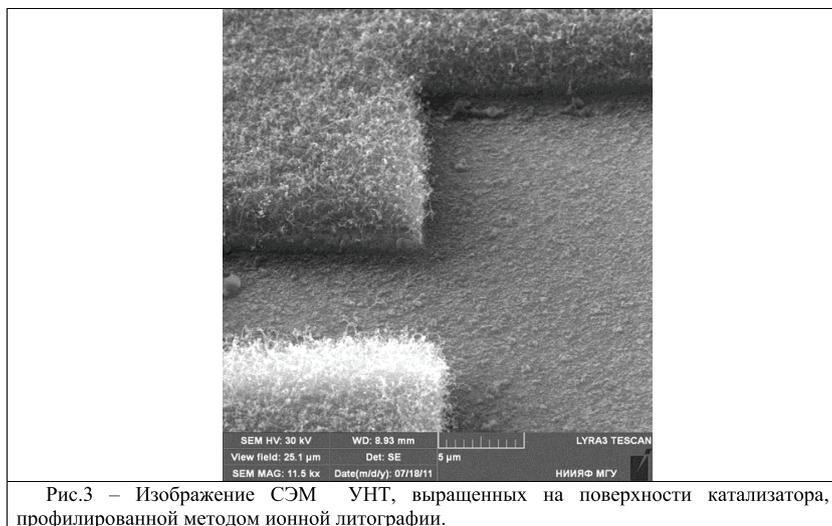


Рис.3 – Изображение СЭМ УНТ, выращенных на поверхности катализатора, профилированной методом ионной литографии.

Рис.3 иллюстрирует возможности метода ионной литографии для создания упорядоченных массивов УНТ. Видно, что УНТ формирует четкие границы на субмикронном уровне. УНТ заполняют только участки, покрытые катализатором.

1. А.В. Макунин, Н.Г. Чеченин, А.А. Сердюков, К.Е. Бачурин, Е.А. Воробьева. Технологические аспекты синтеза наноструктур электродуговым и газопиролитическим методами. Физика и химия обработки материалов, 2010, №6, с. 38-41.

2. А.В. Макунин, К.Е. Бачурин, Е.А. Воробьева, А.А. Сердюков, М.А. Тимофеев, Н.Г. Чеченин. Морфологические различия строения углеродных наноструктур, синтезированных различными методами. Физика и химия обработки материалов, 2011, №4, с. 66-70.

ВЛИЯНИЕ НЕПЛОСКОСТНОСТИ ОПТИЧЕСКИХ ПОВЕРХНОСТЕЙ НА КАЧЕСТВО БЕСКЛЕЕВОГО КОНТАКТНОГО СОЕДИНЕНИЯ ДЕТАЛЕЙ

Н.Р. Запотылько¹, А.А. Катков^{1,2}, И.Н. Полехин^{1,2}
1. ФГУП «НИИ «Полюс» им. М.Ф. Стельмаха; 2. МИЭМ (ТУ)
E-mail: a_katkov@mail.ru

В оптическом приборостроении применяют, в основном, два вида соединений: клеевые и бесклеевые. Последние разделяют на разъёмные (оптический контакт – ОК) и неразъёмные (глубокий оптический контакт – ГОК).

В ряде изделий электронной техники недопустимо присутствие адгезионных (клеевых) слоев. В этом случае применение бесклеевых соединений становится актуальным и технически необходимым.

Оптическим контактом называют контактное соединение двух поверхностей твёрдых тел, тщательно отполированных и сближенных на расстояние, намного меньшее длины световой волны (порядка нм). Оптический контакт в нормальных условиях (на воздухе) приводит к высокопрочному соединению твёрдых тел, обусловленному, главным образом, силами межмолекулярного взаимодействия, возникающими между адсорбированными из воздуха на поверхности контактирующих тел молекулами воды и углеводов.

Геометрическая толщина ОК зависит от качества обработки соединяемых поверхностей и не является постоянной величиной в пределе всей контактируемой поверхности [1].

Немаловажным вопросом в нашем производстве является увеличение механической прочности ОК, которая характеризуется величиной усилия, необходимого для разрушения контакта при разрыве, отнесенного к единице площади контактируемых поверхностей.

На прочность ОК соединяемых деталей оказывает влияние множество факторов: чистота, шероховатость, неплоскостность соединяемых поверхностей, различие ТКЛР контактируемых материалов и т. д.

В данной работе рассмотрено влияние неплоскостности на качество ОК контактирующих поверхностей двух соединяемых полированных деталей.

Неплоскостность сопрягаемых поверхностей оказывает огромное влияние на качество оптического контакта. Здесь можно рассмотреть два случая: контакт выпуклых поверхностей (рис. 1, а) и контакт вогнутых поверхностей (рис. 1, б).

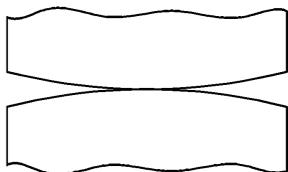


Рис. 1, а. Контакт выпуклых поверхностей.

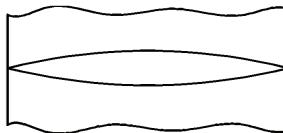


Рис. 1, б. Контакт вогнутых поверхностей.

Рассмотрим взаимодействие выпуклых поверхностей (рис. 1, а). При большом суммарном отступлении от плоскостности в обеих контактирующих поверхностях при малом диаметре ОК силы упругости увеличиваются. Следовательно, для их уменьшения необходимо либо уменьшить высоту шаровых сегментов поверхностей, либо увеличить диаметры контактирующих тел.

При взаимодействии вогнутых поверхностей контактная площадь контактирующих фасок мала, следовательно, действие сил упругости, аналогичное контакту выгнутых поверхностей, будет незначительным. Поэтому разрушающее напряжение при взаимодействии вогнутых поверхностей должно иметь большую величину, чем при контакте выпуклых. Это утверждение было подтверждено экспериментально [5].

Для высоты шаровых сегментов у двух сопрягаемых деталей, равной $5 \cdot 10^{-8}$ м, как для вогнутых, так и для выпуклых тел сила упругости составила 17 % и 32 %, соответственно, а сила ОК вогнутых поверхностей приблизительно на 20 % больше силы ОК для выгнутых поверхностей при одинаковых (по модулю) величинах отклонения от плоскостности.

Видно, что при контакте выпуклых поверхностей силы упругости составляют значительную величину от прочности оптического контакта.

Также была установлена практически линейная зависимость прочности ОК от величины неплоскостности соединяемых поверхностей, кроме того, прочность соединения оптических деталей пропорционально увеличивается со временем вследствие уменьшения напряжений, которые возникают из-за отклонений от плоскостности сопрягаемых поверхностей [4, 5].

Помимо этого, в [6] указываются максимально допустимые значения величины неплоскостности оптических элементов для различных диаметров сопрягаемых деталей. Величины возможных отклонений от плоскостности значительно превышают принятые в оптическом приборостроении.

Упрочнение оптического контакта со временем происходит за счет перераспределения слоя воды по поверхностям контактируемых деталей за счет утончения этого связующего слоя, а также за счет микроперемещений элементов поверхности и изменения свойств поверхностного слоя, которые приводят к уменьшению внутренних напряжений в контакте [2, 3, 5].

Целью данной работы является установление зависимости качества оптического контакта от величин неплоскостности сопрягаемых оптических деталей для оптимизации критерия отбора годных изделий. Необходимость данной работы обусловлена часто возникающими нарушениями оптического контакта в резонаторах при проведении их термовакуумной обработки (ТВО) при температуре 180°C. Эти нарушения приводят к появлению микротечей во внутренней объем резонатора.

Исследовались оптические элементы приборов, выпускаемых на предприятии, соединенных методом оптического контакта. Проверка параметра неплоскостности проводилась перед посадкой деталей на ОК. Здесь и далее под «ножкой» понимается блок электродов, где поверхность, предназначенная для посадки на оптический контакт, представляет собой кольцо с внешним диаметром, равным 45, и внутренним диаметром, равным 22 мм, устанавливаемое на массивный «корпус». Обе детали выполнены из ситалла СО-115М.

Все исследуемые детали удовлетворяли требованиям по неплоскостности, установленным на предприятии. Для «ножек» максимально допустимая величина общей ошибки N составляет 0,7 кольца, а локальной ошибки - $\Delta N = 0,5$ кольца. Для «корпусов» эти требования несколько жестче: $N = 0,5$ и $\Delta N = 0,3$ кольца, соответственно. В литературе [6] для соединения ОК диаметром от 20 до 160 мм указаны величины неплоскостности, равные $N = 0,3$ кольца и $\Delta N = 0,1$ кольца.

Все измерения проводились на фазоизмерительной интерферометрической системе «Mark-III» фирмы «Zygo» (Германия). Длина волны излучения составляла 0,6328 мкм.

Под величинами N_{\max} и N_{\min} понимаются максимальное и минимальное локальные отклонения от плоскостности ΔN , соответственно.

Рассмотрим результаты сравнения значений величин неплоскостности «ножек» перед посадкой на оптический контакт. Сравняются «ножки», которые образовали с «корпусом» качественное соединение, и «ножки», у которых в процессе ТВО произошло нарушение контактного соединения. Предполагалось, что величины неплоскостности изделий, образовавших качественное и некачественное соединения, будут различаться. Это могло бы стать критерием отбора годных изделий.

Для анализа были взяты «ножки» в количестве 231 штуки, из них 170 образовали качественное соединение и 61 некачественное. На рис. 2, а-в представлены графики нормального распределения «ножек» в зависимости от величин общей и локальной неплоскостности. На рис. 2, г представлено нормальное распределение величины пиков-впадин PV , вычисленное как сумма абсолютных значений N_{\min} и N_{\max} для каждой детали.

Из графиков видно, что различие в величинах общей и местной ошибок, а также различие в соотношении пик-впадина для деталей, образовавших качественное соединение, и деталей, соединение которых нарушилось при

проведении ТВО, минимально, хотя заметно некоторое смещение максимума плотности вероятности для деталей, образовавших качественное соединение, в сторону значений с меньшей абсолютной величиной. Но такого смещения явно недостаточно для выработки критерия отбраковки деталей на стадии контроля.

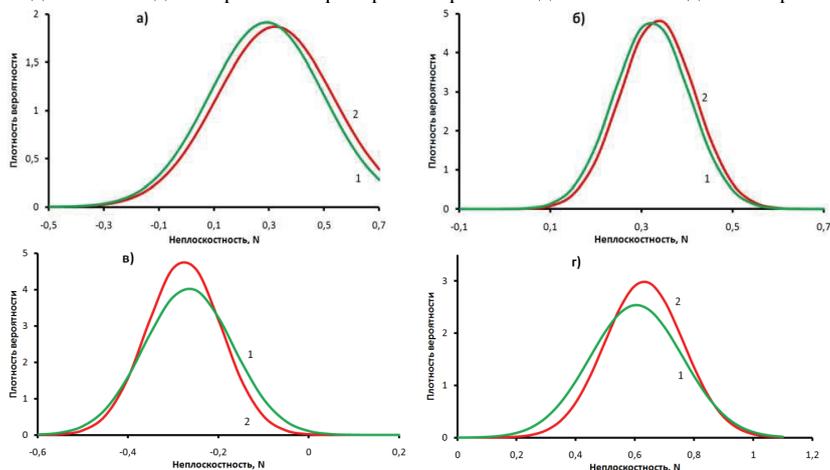


Рис. 2. Распределение «ножек» по интервалу допустимых значений неплоскости: а – общая ошибка N ; б – локальный максимум N_{max} ; в – локальный минимум N_{min} ; г – пик-впадина PV.
1 – детали, образовавшие качественное соединение; 2 – некачественное.

Аналогично сравнению величин неплоскости «ножек» проанализируем неплоскость второй поверхности, которая участвует в бесклеевом контактном соединении, – поверхности «корпуса». Для анализа были взяты детали в количестве 133 штук, из них 64 образовали качественное соединение и 69 некачественное. На рис. 3, а–в представлены графики нормального распределения «корпусов» в зависимости от величин общей и локальной неплоскости. На рис. 3, г представлено нормальное распределение величин пиков-впадин PV.

Здесь в отличие от случая «ножек» наблюдается явное разделение по параметру неплоскости между деталями, образовавшими качественное соединение, и деталями, соединение которых нарушилось в результате ТВО. Наиболее заметны различия на рис. 3 а, иллюстрирующем общую ошибку поверхностей.

Исходя из полученных статистических данных видно, что для увеличения выхода годных изделий необходимо уменьшить интервал допустимых значений неплоскости оптических деталей. Для «корпуса» значение N должно располагаться в интервале $(-0,15; 0,5)$, для N_{max} $(0; 0,23)$, N_{min} $(-0,17; 0)$.

Значения PV должны быть меньше 0,37 кольца. Такие значения выбираются из соображения, что вероятность получения качественного изделия не ниже вероятности получения некачественного.

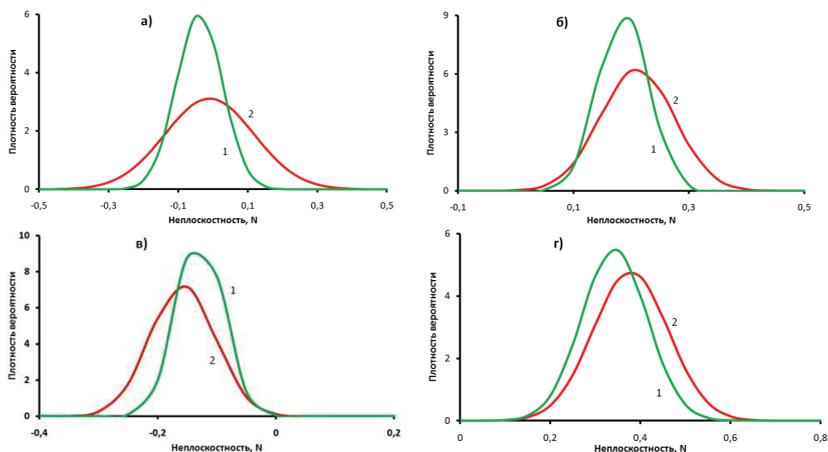


Рис. 3. Распределение «корпусов» по интервалу допустимых значений неплоскости:
а – общая ошибка N;

б – локальный максимум N_{max} ; в – локальный минимум N_{min} .

1 – детали, образовавшие качественное соединение; 2 – некачественное.

Тот факт, что для корпусов получено значительное различие по неплоскостности между деталями, образовавшими качественное и некачественное соединения, может быть объяснено тем, что «корпус» гораздо жестче «ножки» и, следовательно, последняя гораздо легче деформируется.

Выводы

Разброс значений неплоскостности «ножки» в исследуемом интервале значений неплоскостности практически не влияет на качество и термоустойчивость ОК, хотя наблюдается некоторое смещение максимума вероятности образования качественного соединения в сторону меньших значений. Это объясняется значительно меньшей жесткостью «ножки» по сравнению с жесткостью «корпуса».

Для «корпусов» же распределения деталей, образовавших качественное соединение, и деталей, образовавших некачественное соединение, заметно отличается. В связи с этим для повышения относительного количества деталей,

образовавших качественное соединение, необходимо ужесточить критерий отбора деталей по параметру неплоскостности.

Необходимо отметить, что в [6] указана оптимальная величина неплоскостности $N = 0,3$, $\Delta N = 0,1$ для деталей, подобных «корпусу» и «ножке». На основании проведенных исследований с целью повышения выхода годных изделий рекомендуется установить значения неплоскостности для «корпуса» $N = 0,1$, $\Delta N = 0,2$ вместо $N = 0,5$, $\Delta N = 0,3$, а для «ножки» оставить значения неплоскостности неизменными.

1. В.М.Золотарев. Оптический контакт. // Физическая энциклопедия. В 5-ти томах. — М.: «Советская энциклопедия». Главный редактор А.М.Прохоров. 1988.
2. С.С.Качкин. Роль воды в бесклеевом контактном соединении поверхностей неорганических диэлектриков. // Оптический журнал. 1997. №7. С. 51-53.
3. П.М.Елхин, Ю.В.Лисицын, О.Ф.Поздняков, В.С.Юдин. Роль адсорбированной воды в контактном взаимодействии полированных поверхностей оптического стекла. // ФХС. 1986. №5. С. 611-614.
4. С.С.Качкин, Г.В.Листратова, В.А.Рыжакова. Влияние масштабного и временного факторов на механическую прочность оптического контакта. // ОМП. 1989. №3. С. 46-48.
5. Ю.В.Лисицын. Исследование контактного соединения полированных оптических поверхностей. Диссертация кандидата технических наук. Л., 1976. С. 60-66, 136-148.
6. М.А.Окатов, Э.А.Антонов и др. Справочник технолога-оптика. // под. ред. М.А.Окатова, 2-е издание перераб. и доп. «Политехника». СПб.: 2004. 679 с.

АДСОРБЦИОННО-ДИФРАКЦИОННОЙ ПОРОМЕТРИИ В ДИАПАЗОНЕ ДЛИН ВОЛН 0,071 – 0,194 НМ К ПОРИСТЫМ КРЕМНИЕВЫМ СТРУКТУРАМ

В.А. Балин¹, А.А. Ломов¹, А.Л. Васильев²

¹ *Физико-технологический институт РАН, Нахимовский проспект, 36/1, Москва, Россия;*

² *Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова РАН,*

Ленинский просп. 59, Москва, Россия.

E-mail: vasily.balin@gmail.com

Перспективы развития фотонной оптики связывают с появлением материалов с новыми свойствами, у которых диэлектрическая проницаемость меняется с периодом, близким к длине волны излучения. Аналогом таких структур являются пористые слои, формируемые на полупроводниковых подложках. В настоящее время наибольший интерес связан с пористым кремнием (ПК) из-за его совместимости с кремниевой технологией.

Среди способов получения ПК выделяется электрохимическое травление (ЭХТ) в режиме анодирования. Популярность этого способа формирования пор и кристаллитов кроме дешевизны связана с возможностью формирования больших по площади пористых слоёв и с легкостью управления целым рядом свойств ПК в

одном процессе путем изменения величины и формы анодного тока [1, 2]. В дальнейшем поры могут быть заполнены другим полупроводниковым материалом для получения низкоразмерных гетероструктур [3,4].

Важнейшей характеристикой ПК, определяющей большинство его физических параметров, является величина пористости

$$P = \frac{V_p}{V} \quad (1)$$

где V_p – суммарный объем пор в структуре с объемом V . В модели присутствия в слое только кремниевых кристаллитов и пор пористость может быть выражена как $P = 1 - v_{ПК}$, где

$$v_{ПК} = \frac{\rho_{ПК}}{\rho_{Si}} \quad (2)$$

- относительная плотность пористого слоя. С учетом особенностей ПК (окружение кристаллитов кремния аморфными окисными слоями, свободными радикалами, адсорбцией влаги и т.п.) средняя плотность кристаллитов может отличаться от ρ_{Si} . Большое значение для описания пористых структур имеет распределение величины пористости $P(z)$ и типа пор по толщине слоев.

В случае толстых пленок пористость может быть измерена гравиметрическим методом. Размер пор и их форма изучаются методами электронной микроскопии, изотермического поглощения газа, эллипсометрией, комбинационным рассеянием света, термопорометрией и т.д. Для определения плотности $v_{ПК}$ или пористости P слоев ПК при помощи рентгеновских лучей обычно используют величину критического угла полного внешнего отражения (ПВО) θ_c , за которую принимают значение в середине первого «скачка» интенсивности на кривых рефлектометрии. Однако, для адекватного использования этой методики необходимо, чтобы «скачки» интенсивности были резкими, что невозможно для изогнутых образцов, и чтобы шероховатость подложки h не превышала критической величины h_c [5]:

$$h_c = \frac{\lambda}{8 \sqrt{|\chi_{r0}|}} \quad (3)$$

где λ - длина волны используемого излучения, χ_{r0} – нулевая Фурье-компонента поляризуемости образца. Поскольку $\chi_{r0} \sim \lambda^2$, то можно ожидать, что форма кривых ПВО не будет изменяться в зависимости от длины волны на подложках с шероховатостями меньше h_c . В частности, для объемного кремния из (3) получаем допустимую максимальную величину $h_c \approx 5$ нм. Может показаться, без учета морфологии пор, что для пористых структур высота шероховатости может быть больше.

Пористые слои кремния, как и других полупроводниковых подложек, представляют собой 3D- локально неоднородные по плотности материалы с

шероховатой поверхностью. Искажения только поверхности (без учета пор), ее шероховатость, как в латеральном, так и в нормальном к поверхности направлении сильно зависит от способа формирования пористой структуры. Величина шероховатости может меняться от единиц до десятков нанометров [6]. Сами же поры простираются на глубину всей структуры.

Также возможно дополнительное растравливание верхнего приповерхностного слоя в случае большого времени травления, что, делает результаты порометрии методом ПВО завышенными по сравнению со средней по глубине слоя пористостью. Поэтому определение пористости ПК методом ПВО, как правило, требует дальнейшей теоретической обработки.

Существует [7] также адсорбционный метод рентгеновской порометрии, когда значение плотности ПК определяется по поглощению рентгеновского излучения при прохождении через слой вещества:

$$\rho_{ПК} = \frac{\ln \frac{I_0}{I}}{\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{Si} \cdot \frac{\epsilon}{\cos \varphi}} \quad (4)$$

где I_0 и I - падающая и прошедшая интенсивности рентгеновского излучения, $\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{Si}$ - массовый коэффициент поглощения РЛ кремнием, φ - угол между нормалью к поверхности образца и падающим пучком РЛ.

Поскольку речь идёт о слоях ПК на подложке, для применения этого метода необходимы априорные данные о толщине слоя t , что означает либо разрушение образца, либо привлечение дополнительных результатов экспериментов.

Настоящая работа посвящена определению величин пористости однослойных и многослойных пористых структур кремния методом ПВО с использованием методов кривых дифракционного отражения (КДО) и абсорбции в спектральном диапазоне 0.07-0.19 нм. Для контроля толщины и особенностей структуры использована растровая электронная микроскопия (РЭМ).

Эксперименты выполнялись на образцах ПК, полученных методом ЭХТ на подложках Si(111) (Sb) n^+ -типа проводимости ($\rho \approx 0.01$ Ом см). Исследовались как исходные подложки, так и слои ПК. Однослойные слои ПК (образцы О-ПК-1 и О-ПК-2) формировались в растворе C_2H_5OH : HF(49%) = 1:1 при постоянном токе и времени 50 мА/см² и 1 мин соответственно. При анодировании образца О-ПК-2 в электролит добавлялся йод. Многослойные структуры М-ПК-1 и М-ПК-2 были сформированы при периодическом изменении тока и времени травления в электролите C_2H_5OH : HF(49%) = 1:2.

Таблица 1

№ Обр.	Толщина (РЭМ) субслоя, мкм		Н бислоёв	Л _{ПК} , мкм
М-ПК-1	0,2	0,43	45	28,5
М-ПК-2	0,12	0,19	89	27,5

Рентгенодифракционные и рефлектометрические исследования выполнялись на трехкристальном рентгеновском спектрометре ТРС-1 (СКБ ИКРАН). Работа выполнялась при использовании излучения характеристических линий $\text{Cu K}\alpha_1$, $\text{Mo K}\alpha_1$, $\text{Fe K}\alpha_1$ от рентгеновских трубок. Пучок излучения формировался кристаллом-монохроматором $\text{Si}(111)$. Кривые ПВО (в режиме $\theta/2\theta$ с приемной щелью 160 угл. с) и КДО от отражений 111 записывались в бездисперсионной геометрии. Для контроля были проведены дифракционные исследования исходной подложки ПК-0 кремния.

На рис. 1 показаны кривые ПВО, записанные при различных длинах волн. Видно, что резкое уменьшение интенсивности наблюдается при углах равных θ_c , соответствующих отражению от монокристаллического кремния. При меньших углах падения кривые имеют ярко выраженную область ПВО.

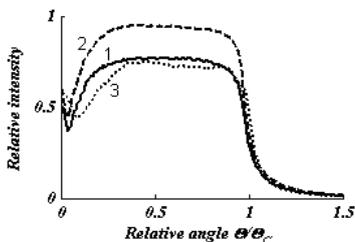


Рис. 1. Экспериментальные кривые ПВО в режиме $\theta/2\theta$ от образца от образца ПК-0. Излучение $\text{Fe K}\alpha_1$ (1), $\text{Cu K}\alpha_1$ (2), $\text{Mo K}\alpha_1$ (3).

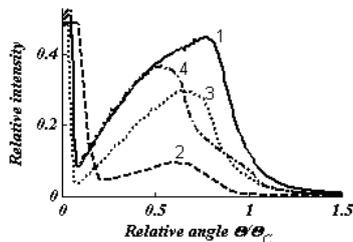


Рис. 2. Экспериментальные кривые ПВО от образцов О-ПК-1 (1,2), О-ПК-2 (3,4). Излучение $\text{Fe K}\alpha_1$ (3), $\text{Cu K}\alpha_1$ (1,4), $\text{Mo K}\alpha_1$ (2).

Кривые ПВО от исследуемых пористых слоев толщиной порядка ≈ 6 мкм представлены на рис. 2. Видно, что они сильно отличаются от кривых для исходной подложки ПК-0. Из-за конечного размера образцов форма коэффициента отражения имеет искаженную «область» ПВО. Однако наиболее отличительной чертой является сильная спектральная зависимость формы кривых вблизи критического угла ПВО. Если для образца О-ПК-1 (крив. 1) можно выделить один угол θ_c , то для О-ПК-2 (крив. 3) наблюдается два скачка на коэффициенте отражения. Поскольку слой ПК для О-ПК-2 имеет большую пористость, часть

излучения отражается от границы ПК-подложка. Этот эффект пропадает при переходе к излучению с большей длиной волны (крив. 3).

При записи кривых с меньшей длиной волны (образец О-ПК-1, крив. 2), казалось бы, должна появиться на кривой ПВО дополнительная «ступенька», соответствующая θ_c для подложки кремния. Однако она не наблюдается. Форма кривой деформируется как при сильном поглощении или появившемся изгибе образца.

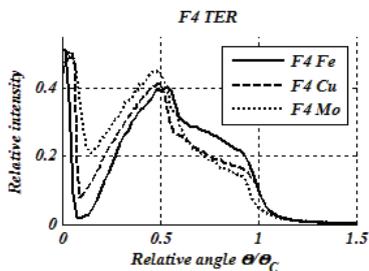


Рис. 3. Экспериментальные кривые ПВО от образца М-ПК-1.

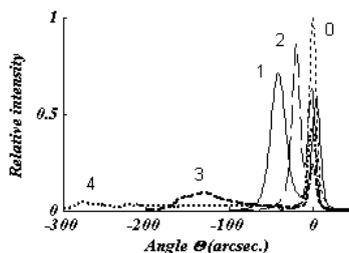


Рис. 4. Экспериментальные КДО Si (111) от образцов ПК-0 (0), О-ПК-1 (1), О-ПК-2 (2), М-ПК-1 (3), М-ПК-2 (4). Излучение $\text{Cu K}\alpha_1$.

Переходя к анализу кривых (рис. 3) от многослойной структуры М-ПК-1 толщиной ≈ 30 мкм, видим, что в рассматриваемом спектральном диапазоне форма кривых практически не меняется, и среднюю пористость можно оценить достаточно надежно. Она оказалась равна $\approx 65\%$.

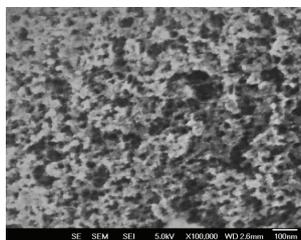


Рис. 5. РЭМ изображение поверхности пористого слоя образца М-ПК-1.

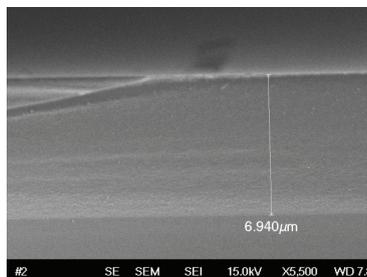


Рис. 6. РЭМ изображение скола пористого слоя образца О-ПК-2.

Таким образом, комплексное применение нескольких рентгенодифракционных методов позволяет проводить измерение средней пористости слоев и многослойных пористых структур кремния. Показано, что форма кривых ПВО

очень сильно зависит как от толщины микронных слоев ПК, так и от морфологии сформированных пор. Использование в эксперименте различных длин волн позволяет более надежно судить об особенностях строения ПК. Наблюдаемые для толстых слоев «скачки» интенсивности вблизи θ_c для подложки, по-видимому, связаны, с частью излучения, отраженного выходящими на поверхность кристаллитами кремния, а не с границей пористый слой-подложка. Для выяснения этого эффекта необходимы дополнительные исследования.

Авторы выражают благодарность В.А. Караванскому за предоставление образцов для исследований.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке гранта Российского фонда фундаментальных исследований (№ 10-02-00527-а).

1. T. Trifonov, A. Rodriguez, L.F. Marsal, et al, Sens. Actuators A, **141**, 662 (2008).
2. A.A. Lomov, V.A. Karavanskii, A.L. Vasiliev, et al., Crystallography Reports, **53**, №5, 742 (2008).
3. L.M. Sorokin, V.N. Bogomolov, J.L. Hutchison et al., Nanostructured Materials, **12**, 1081(1999).
4. Y.H. Ogata, K. Kobayashi, M. Motoyama, Curr. Opin. Solid Statr Matter. Sci.,**10**, 163 (2006).
5. М.А. Блохин, Физика рентгеновских лучей. ГИТТЛ, Москва, 1953. 456 с.
6. T.V. Voloshina, I.V. Kavetskaya, V.A. Karavanskii, J. Appl. Spectr., **71**, №1, 84 (2004).
7. В.В. Ратников, Определение пористости синтетических опалов и пористого кремния рентгеновским методом. Физика твёрдого тела, 1997, т. 39, № 5. С. 956-958.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДЕБАЕВСКОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ СПЛАВОВ СИСТЕМ Fe-Cr И Fe-V

А.А. Егоров, И.С. Монахов

Московский государственный институт электроники и математики

E-mail: met@miem.edu.ru

Сплавы с ОЦК - структурой системы Fe-Cr являются основой ферритных сталей и представляют практический интерес как материалы для оболочек ТВЭЛов для реакторов на быстрых нейтронах. Для практических целей применения ферритных сталей важно знание концентрационных зависимостей термодинамических свойств сплавов при повышенных температурах. Для вычисления последних следует учитывать как колебательный вклад в свободную энергию, так и вклад энергии упругих искажений кристаллической решетки, обусловленный наличием размерного фактора. Для реализации расчетов указанных вкладов в свободную энергию в качестве входных данных нужно знать

концентрационные зависимости температуры Дебая, параметра кристаллической решетки, модулей упругости, среднего магнитного момента, и температуры Кюри [1]. Поэтому целью настоящей работы являлось получение концентрационных зависимостей температуры Дебая для ОЦК – сплавов системы Fe-Cr. Несомненный научный интерес представляет также получение аналогичных зависимостей для ОЦК – сплавов системы Fe-V.

Исследование выполнено на образцах сплавов железа, легированных хромом и ванадием в интервале концентраций 2-8 ат. %. Изготовление сплавов проводили путем сплавления исходных компонентов электрической дугой в атмосфере инертного газа. В качестве исходных материалов использовались особо чистые компоненты. Особые меры принимались для защиты расплава от неконтролируемого легирования примесями внедрения. Выплавленные образцы подвергали гомогенизирующему отжигу в вакууме.

Определение характеристической температуры Дебая осуществлялось рентгеновским методом при двух температурах – комнатной и температуре 90 К, близкой к температуре жидкого азота, согласно методике, описанной в [2, 3].

Известно, что нарушение периодичности расположения атомов в кристаллической решетке должно приводить к изменению интенсивности интерференционных линий. Причиной нарушений правильного расположения атомов могут служить дефекты кристаллического строения, а также тепловые колебания атомов. Для описания этого эффекта в формулу для суммарной интенсивности рассеяния вводят множитель e^{-2M} , носящий название фактора Дебая – Уэллера:

$$I = I_0 e^{-2M} + I_{\text{гдр}} \quad (1)$$

В модели Дебая вся совокупность атомных колебаний кристалла, состоящего из N атомов, рассматривается как колебание однородной упругой среды (упругого континуума), в которой распространяется $3N$ упругих волн. Считается, что колебательный спектр, начинаясь при $\nu = 0$, обрывается при некоторой конечной частоте $\nu = \nu_{\text{max}}$, которая становится эмпирическим параметром каждого материала. Само распределение частот $f(\nu)$ имеет по теории Дебая параболический характер:

$$q(\nu) = A\nu^2. \quad (2)$$

Обычно максимальную частоту умножают на постоянную Планка h и делят на постоянную Больцмана k . Эта величина называется дебаевской или характеристической температурой и обозначается Θ :

$$\Theta = \frac{h\nu_{\text{max}}}{k}; \quad (3)$$

Фактически экспериментально можно получить информацию только относительно температурной зависимости M :

$$\frac{dM}{dT} = -\frac{1}{2} \cdot \frac{d \ln I}{dT}. \quad (4)$$

Развитая Г.В. Курдюмовым известная методика определения характеристических температур основана на том, что истинный колебательный спектр кристалла аппроксимируется дебаевским распределением частот. В этом случае

$$M = \frac{6h^2}{mk\Theta} \left[\frac{\Phi\left(\frac{\Theta}{T}\right)}{\frac{\Theta}{T}} + \frac{1}{4} \right] \frac{\sin^2 \theta}{\lambda^2}, \quad (5)$$

где $\Phi(\Theta/T)$ – функция Дебая:

$$\Phi\left(\frac{\Theta}{T}\right) = \Phi(x) = \frac{1}{x} \int_0^x \frac{y dy}{e^y - 1}. \quad (6)$$

Так как для кубических кристаллов $\frac{\sin \theta}{\lambda} = \frac{\sqrt{\sum h_i^2}}{2a}$, где $\sum h_i^2 = h^2 + k^2 + l^2$, то для них уравнение (5) упрощается:

$$M = \frac{3}{2} \cdot \frac{h^2}{a^2 km\Theta} \left[\frac{\Phi\left(\frac{\Theta}{T}\right)}{\frac{\Theta}{T}} + \frac{1}{4} \right] \sum h_i^2. \quad (7)$$

Для определения характеристической температуры необходимо провести съемку одного и того же образца при двух температурах в одинаковых геометрических условиях. Как из физических, так и из методических соображений следует производить съемки при низкой (обычно температуре кипения жидкого азота) и комнатной температурах. Действительно, с одной стороны при $T < \Theta$ колебательный спектр изменяется незначительно, и можно использовать дебаевское приближение; с другой стороны, производная dM/dT велика именно при низких температурах, когда малы ангармоничные эффекты. Наиболее рационально определять Θ дифрактометрическим методом. При использовании дифрактометра интенсивность первичного пучка во время съемки практически не изменяется. Поэтому для кубических кристаллов

$$\ln \frac{I_{T_1}}{I_{T_2}} = 2[M(T_2) - M(T_1)] = \frac{3h^2}{a^2 km} \cdot \frac{1}{\Theta} \left[\frac{\Phi\left(\frac{\Theta}{T_1}\right)}{\frac{\Theta}{T_1}} - \frac{\Phi\left(\frac{\Theta}{T_2}\right)}{\frac{\Theta}{T_2}} \right] \sum h_i^2. \quad (8)$$

Практически в эксперименте определяют величину

$$\varphi(T_1, T_2, \Theta) = \frac{1}{\Theta} \left[\frac{\Phi\left(\frac{\Theta}{T_1}\right)}{\frac{\Theta}{T_1}} - \frac{\Phi\left(\frac{\Theta}{T_2}\right)}{\frac{\Theta}{T_2}} \right]. \quad (9)$$

Затем для температур T_1 и T_2 (например, комнатной и азотной) рассчитывают зависимость φ от Θ – рис. 1, по которой и находят значение характеристической температуры.

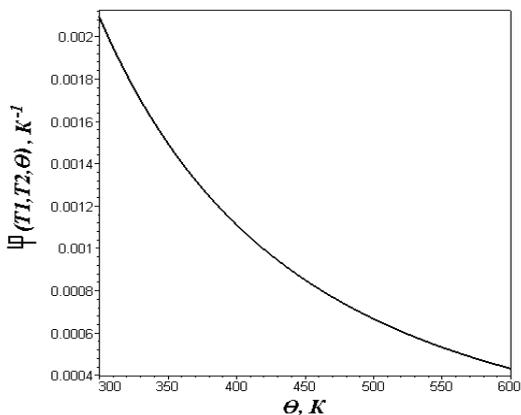


Рис. 1: Зависимость $\varphi(T_1, T_2, \Theta)$ от Θ при $T_1=90 K$, $T_2=295 K$

Поскольку в расчете используются экспериментальные результаты измерения интенсивностей дифракционных линий, более надежным является определение Θ на основании измерения относительных интенсивностей не одной пары линий, а для отражений в большом диапазоне $\sum h_i^2$ – рис. 2.

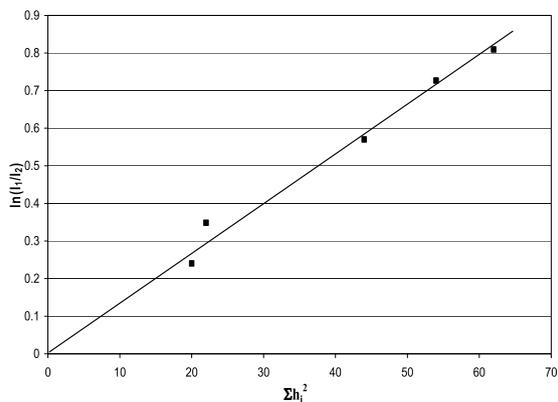


Рис. 2: Зависимость $\ln(I_{T1}/I_{T2})$ от $\sum h_i^2$ для трех линий образца № 16 (6% Cr – ост. Fe)

В этом случае получают ряд отношений I_{T1}/I_{T2} и по тангенсу угла наклона прямой, построенной в координатах $\ln(I_{T1}/I_{T2}) - \sum h_i^2$ определяют Θ .

Измерения проводились на дифрактометре ДРОН-3, оснащенный автоматизированной системой управления. Чтобы получить несколько отражений в области больших углов, было использовано излучение MoK_α , с помощью которого удалось зафиксировать отражения (420), (332), (622), (633) и (732). Использование коротковолнового излучения и отражений с большими индексами дифракции позволяет также снизить влияние экстинкции и текстуры на результаты измерений. Результаты измерения интенсивностей линии (420) для образца № 12 (2% Cr, ост. Fe) для температур – 295 К и 90 К приведены на рис. 3.

С понижением температуры измерений интенсивность дифракционных линий возрастает вследствие уменьшения величины среднеквадратичных атомных смещений. Это увеличение тем сильнее, чем больше угол 2θ , т.к. роль фактора Дебая-Уэллера пропорциональна квадрату вектора дифракции. С понижением температуры уменьшается параметр решетки сплава, что приводит к некоторому сдвигу дифракционных максимумов в область больших углов по сравнению с измерениями при комнатной температуре – рис.3. Аналогичные экспериментальные зависимости были получены для всех образцов.

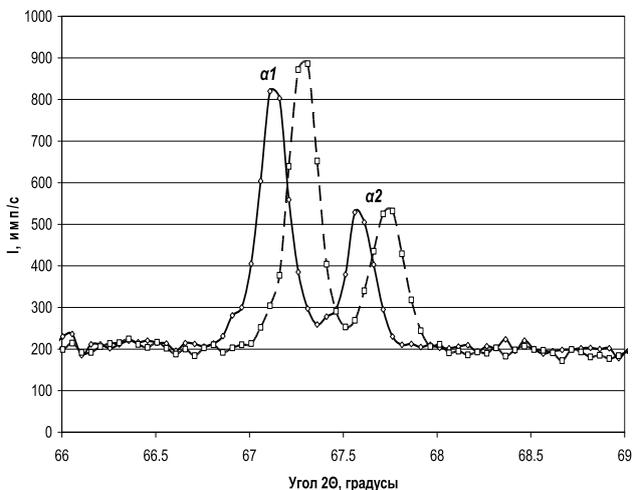


Рис. 3: Дифрактограмма линии (420) при комнатной (сплошная линия) и азотной (пунктир) температурах

Во всех случаях измерения проводились в угловом интервале, ширина которого превышала область расположения $\alpha_1 - \alpha_2$ дублета. Это позволяло определить уровень фона, который вычитался из измеренной интенсивности в предположении его линейной зависимости от угла. Далее по результатам измерений определялась интегральная интенсивность линий, после чего строилась зависимость $\ln(I_{T1}/I_{T2})$ от Σh_i^2 . По полученным точкам в математическом пакете MATLAB проводилась прямая методом наименьших квадратов. Одной из точек было начало координат. По тангенсу угла наклона этой прямой определялась величина $\varphi(T_1, T_2, \Theta)$, с помощью которой находилась характеристическая температура (9). Полученные результаты приведены на рис. 4. Точность полученных данных, оцененная по результатам экспериментальных измерений, не превышает 8 %.

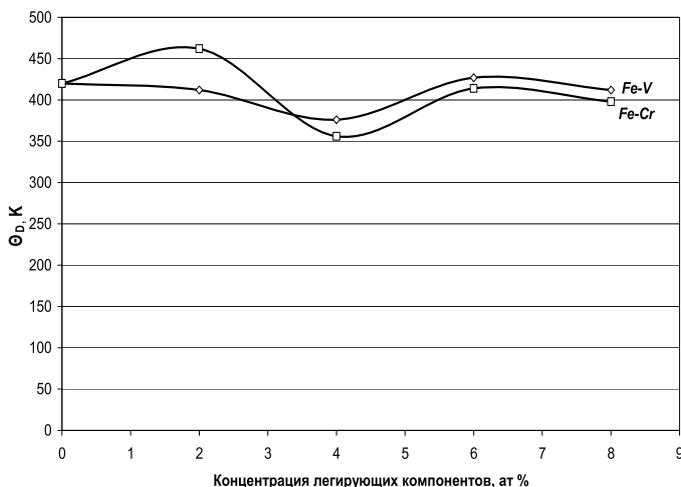


Рис. 4: Зависимость характеристической температуры Дебая твердых растворов Fe-Cr и Fe-V от концентрации легирующих компонентов.

Из представленной на рис. 4 зависимости видно, что температура Дебая остается практически постоянной во всем интервале концентраций легирующих примесей с учетом погрешности измерений. Исключение составляет лишь сплав Fe-2 % Cr, для которого температура Дебая заметно больше. По-видимому, этот факт не является случайным, т. к. хорошо согласуется с результатами, полученными в [4] методом мессбауэровской спектроскопии.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 09-03-00983-а.

1. Монахов И.С., Новоселова Е.Г., Смирнов И.С., Удовский А.Л. Влияние легирования на структурные характеристики и физические свойства сплавов Fe-Cr и Fe-V. Труды XXI международной конференции “Радиационная физика твердого тела”, Изд-во ФГБНУ “НИИ ПМТ”, 2011, том 1, с. 139-147.
2. Рентгенографический и электроннооптический анализ. Горелик С.С., Расторгуев Л.Н., Скаков Ю.А. Изд-во “Металлургия”, 1970, 2-е изд., 366 с.
3. Низкотемпературная рентгенография металлов. Финкель В.А. Изд-во “Металлургия”, 1971, 256 с.
4. S.M. Dubiel, J.Cieslak, B.F.O. Costa. Debye temperature of disordered bcc-Fe-Cr alloys// J.Phys.: Condens.Matter v.22 (2010), 055402.

МОДИФИКАЦИЯ СВОЙСТВ СТРУКТУРЫ «КРЕМНИЙ-НА-САФИРЕ» МЕТОДОМ ИОННОЙ ИМПЛАНТАЦИИ

Ю.В.Балакшин¹, С.А. Голубков², Н.Н. Егоров², И.А. Иванов², А.С. Патракеев¹,
Д.В.Петров¹, В.С.Черныш¹, А.А. Шемухин¹

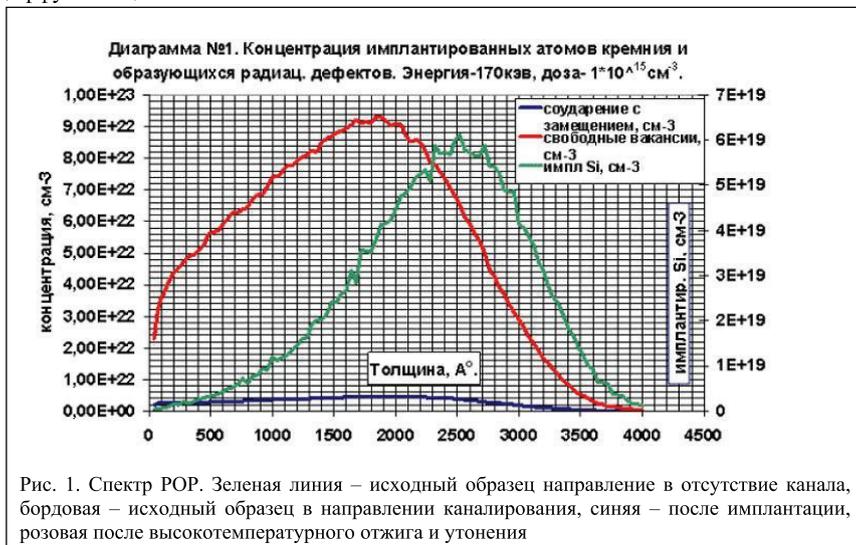
¹ Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ; ² Научно-исследовательский институт материаловедения
E-mail: balakshin@ionlab.ru

Эпитаксиальное осаждение кремния на сапфир (КНС) - одно из перспективных направлений в технологии создания интегральных схем. Однако качество приграничного слоя кремний-сапфир, содержащего большое количество структурных дефектов, сильно ограничивает применимость КНС-структур. Уменьшить плотность дефектов кристаллизации в приграничном слое кремния возможно с помощью ионной имплантации и последующего высокотемпературного отжига [1]. Данная работа направлена на изучение влияния параметров ионного облучения на процесс рекристаллизации.

В качестве образцов использовались монокристаллические пластины сапфира (Al_2O_3), на которые методом плазменного осаждения напылялись кремниевые плёнки. В результате роста плёнок из-за различия кристаллических решёток сапфира и кремния возникает сильнодефектный переходный слой. Использование процесса обратной твердофазной рекристаллизации значительно улучшает качество кристаллической структуры в кремниевом слое. При этом, в случае направленной имплантации ионов аморфизуется большая часть кремниевого интерфейсного слоя, а оставшийся на поверхности кристаллический кремний является затравкой для обратной твердофазной рекристаллизации при последующем высокотемпературном отжиге. Целью имплантационного этапа работы являлось аморфизация слоев кремния на интерфейсе. В то же время в результате имплантации требовалось получить кремниевую плёнку с минимальным содержанием алюминия, который мог бы оказаться внутри

осаждённой структуры в результате перемешивания атомов, неизбежно происходящего при имплантации. Поэтому перед выполнением экспериментов с помощью программы SRIM2010 было проведено моделирование прохождения ионов кремния через кремниевую матрицу (рис. 1).

На (рис.1.) красной кривой показан профиль свободных вакансий (по основной оси Y) и зеленой кривой – профиль имплантированных атомов кремния (по вспомогательной оси Y). Энергия имплантации кремния $E=170$ кэВ, доза имплантации $D=1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$. Синей кривой на основной оси Y показан профиль атомов кремния в узлах решетки, полученных соударением с замещением («Replacement Collision»). Их количество составляет около 5% от общего числа смещенных атомов. Возможно, это связано с их значительным коэффициентом диффузии еще без отжига.



При помощи моделирования были выбраны оптимальные параметры, при которых были проведены эксперименты по имплантации ионов кремния в образцы с толщиной кремниевой пленки 300 нм энергиями ионов 120-200 кэВ. Доза имплантации варьировалась от $2 \cdot 10^{14}$ до 10^{15} ион/см². Облучение проводилось при комнатной температуре и температуре жидкого азота. Давление в камере в процессе бомбардировки не превышало $4 \cdot 10^{-6}$ мбар. Проведены серии экспериментов с различными плотностями тока.

После ионной имплантации для восстановления кристаллической структуры образцы подвергались термическому отжигу. Все образцы были отожжены

следующим образом : в течении двух часов в атмосфере азота (N_2) при 600^0 С. Затем температуру подняли до 950^0 С, и отожгли в течении двух часов в этой же атмосфере. После этого образцы были тут же охлаждены до 800^0 С. Далее, со всех образцов сняли слой диоксида кремния в $NF:H_2O=1:1$ в течение 30 секунд + $gH_2O+NH_4OH+H_2O_2+gH_2O$.

Кристаллическая структура «кремний на сапфире» контролировалось на всех этапах обработки с помощью резерфордского обратного рассеяния ионов He^+ с энергией 1,5 МэВ в сочетании с каналированием (рис. 2). Для наглядного представления POP спектр утоненного образца сдвинут.

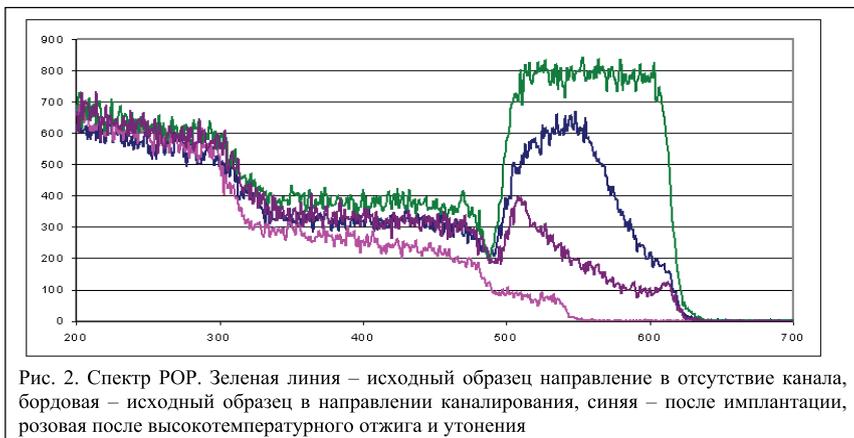


Рис. 2. Спектр POP. Зеленая линия – исходный образец направление в отсутствие канала, бордовая – исходный образец в направлении каналирования, синяя – после имплантации, розовая после высокотемпературного отжига и утонения

Анализируя рисунок 2 видно, что качество кристаллической структуры в пограничном слое кремний-сапфир, улучшилось более чем 4 раза, по сравнению с исходной структурой.

Состояние поверхности на всех этапах контролировалось с помощью растровой электронной и атомно-силовой микроскопии.

Установлено, что при оптимальном выборе параметров возможно улучшить кристаллическую структуру кремниевой пленки. Анализируется влияние имплантации и последующего высокотемпературного отжига на кристаллические свойства КНС-структур. Также приводятся результаты измерений электрофизических параметров полученных КНС-структур.

1. Yu.V. Balakhin, V.S. Chernysh, A.A. Shemukhin, A.S. Patrakeev. "Modification of properties silicon on sapphire structure by means of ion implantation". Proceedings of 41st international conference on physicist of interaction charged particles with crystals. Moscow, Russia, May 31- June 2, 2011 (PCI-2011). P. 154

УСКОРИТЕЛЬНЫЙ КОМПЛЕКС НА ЭНЕРГИИ ИОНОВ ДО 500 КЭВ.

Ю.В.Балакшин¹, А.С. Патракеев¹, Д.В.Петров¹, В.С.Черныш¹, А.А. Шемухин¹,
П.Н.Черных¹, А.В. Назаров²

¹ Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ; ² Физический факультет МГУ
E-mail: av.nazarov@physics.msu.ru

В Лаборатории ионно-пучковых нанотехнологий НИИЯФ МГУ введен в действие ускоритель ионов «High Voltage Engineering Europe» на энергии ионов до 500 кэВ (рис.1). Ускоритель оснащен тремя линиями пучка (рис.2). Одна из этих линий предназначена для имплантации ионов атомной массы до 250, а другая – для анализа приповерхностных слоев материалов с использованием спектрометрии рассеяния ионов средних энергий (MEIS). Третья линия, находящаяся в завершающей стадии доработки,



Рис. 1. Ускоритель ионов до 500 кэВ

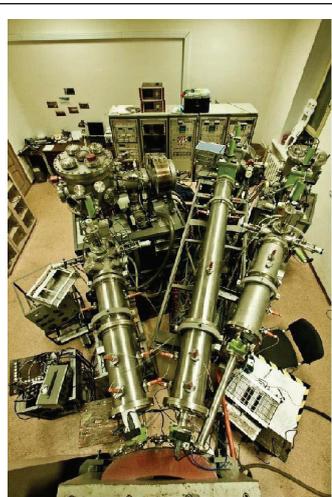


Рис.2. Линии пучка. Справа - линия РОР; в центре – линия имплантации; слева – линия СРИСЭ

предназначена для диагностики материалов с помощью метода резерфордовского обратного рассеяния (РОР) ионов с энергиями до 1 МэВ. Эта линия позволит проводить анализ экспериментов *in situ*. Кроме того, предполагается расширить возможности комплекса за счет введения еще одной дополнительной линии пучка: для проведения экспериментов по распылению в сверхвысоком вакууме. Ускоритель оснащен тремя ионными источниками: газоразрядным, твердотельным и дуоплазматроном, которые позволяют получать широкий набор типов бомбардирующих ионов.

Линия имплантации

Имплантационная линия (рис. 3) позволяет производить имплантацию в мишени площадью до $150 \times 150 \text{ мм}^2$ с однородностью дозы по этой площади не хуже 99%. Угловое отклонение

сканируемого пучка от исходного направления в пределах облучаемой площади невелико. Это позволяет минимизировать, если это необходимо, эффекты каналирования. Камера имплантации оборудована дополнительными оснастками, позволяющими проводить имплантацию в мишени при температурах от -180°C до 800°C . Остаточное давление в камере в процессе бомбардировки не превышает 4×10^{-6} мбар.

Целью одного из экспериментов, проводимых с помощью имплантационной линии было создание нанокластеров Si в диэлектрической матрице SiO_2 . Для проведения экспериментов были подготовлены образцы,

вырезанные из пластин монокристаллического $(100)\text{Si}$, на поверхности которых термическим окислением был выращен слой SiO_2 . На ускорителе были изготовлены три типа образцов, в различных режимах имплантации.

Характеристики этих режимов приведены в таблице 1. После имплантации с помощью методики POP удалось качественно идентифицировать наличие внедренного кремния в слое SiO_2 . После имплантации образцы были подвергнуты термическому отжигу. Образцы каждого типа отжигались в двух разных режимах. Таким образом было получено 6 различных образцов. Время отжига свыше 1000°C для первой

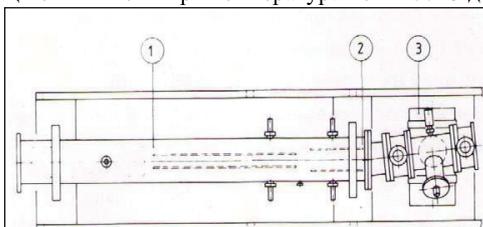


Рис. 3. Схема линии имплантации. 1 - Система развертки пучка; 2 - ловушка нейтральных частиц; 3 - имплантационная камера

Номер образца	Энергия имплантированных ионов Si^+ , кэВ	Доза облучения, см^{-2}
1	55	2×10^{16}
2	55	3×10^{16}
3	85	2×10^{16}

Таблица 1. Использованные режимы имплантации

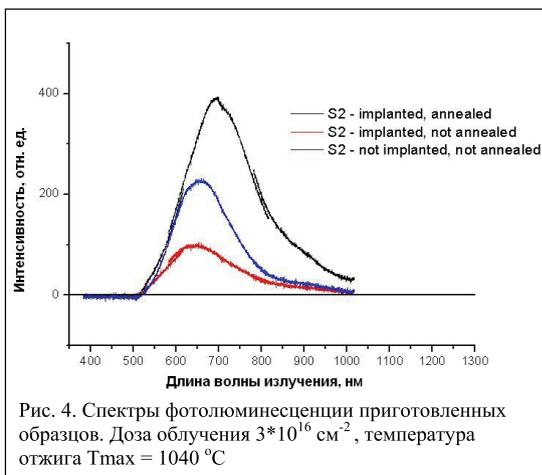


Рис. 4. Спектры фотолуминесценции приготовленных образцов. Доза облучения $3 \times 10^{16} \text{ см}^{-2}$, температура отжига $T_{\text{max}} = 1040^{\circ}\text{C}$

серии составило 10 мин, для второй – 40 мин. Отжиг проводился в трубчатой кварцевой печи в атмосфере азота. Измерение спектров фотолуминесценции ионно-имплантированных структур после высокотемпературного отжига проводились на оборудовании ЦКП Физического Факультета МГУ.

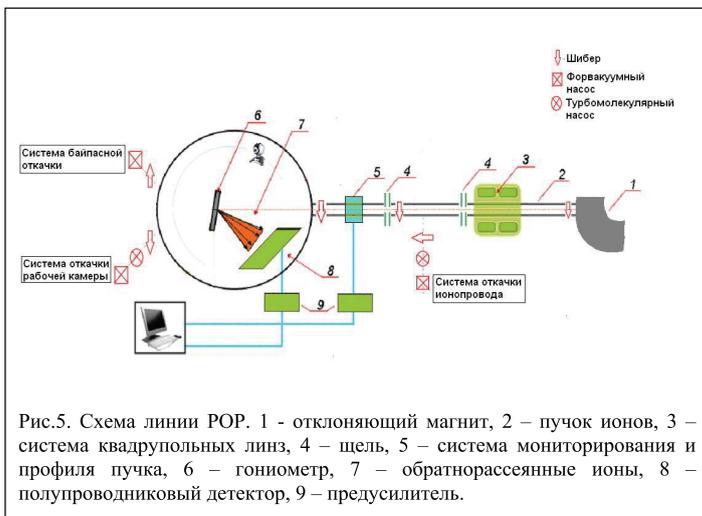
Генерация фотолуминесценции (ФЛ) в исследуемых образцах осуществлялась с помощью облучения Ag лазером с длиной волны 488 нм. Регистрация спектров излучения проводилась с использованием спектрографа MS 3504 I (SOLAR TII) и монохроматора МДР 12 (ЛОМО).

Измерения показали, что ФЛ наблюдается лишь для образца, имплантированного ионами Si^+ при энергии 55 кэВ с дозой облучения 3×10^{16} ион/см², отожженного в течение 10 минут (1-я серия отжига). Спектры ФЛ для трех образцов (неимплантированная пленка, имплантированная неотожженная, имплантированная отожженная) представлены на рисунке 4.

Исследовательские линии

Одним из основных методов определения элементного состава модифицированных твердых тел, изучения профилей распределения по глубине примесных

или имплантированных атомов, определения состава и толщин слоев в многослойных покрытиях, а также процессов взаимодиффузии в этих слоях является метод резерфордского обратного рассеяния (РОР).



Линия РОР (рис. 5) позволяет проводить исследования, используя ионы водорода или гелия в диапазоне энергий до 1 МэВ. Линия состоит из ионпровода и экспериментальной камеры, которые разделены вакуумным затвором. Откачка камеры рассеяния и ионного тракта производится турбомолекулярным насосом,

поддерживающими давлением $\sim 10^{-6}$ мбар. Кроме того, камера содержит систему черновой откачки, что позволяет значительно быстрее производить смену образцов. Экспериментальная камера содержит гониометрическую систему для крепления и точного вращения образца, систему мониторинга анализирующего пучка ионов. Угловые перемещения производятся с помощью шаговых двигателей, причём вращение осуществляется с шагом $0,02^\circ$, а вертикальное перемещение с шагом $0,1$ мм в диапазоне 20 мм. Точность выполнения поворотов на большие углы составляет не хуже 1% . Угловое положение детектора относительно мишени можно изменять в плоскости рассеяния по окружности, центр которой совпадает с центром вращения гониометра. Точность установки угла рассеяния составляет $0,5^\circ$.

Однако в связи с постоянным уменьшением размеров элементов интегральных схем, диктуемого требованиями современных технологий, стандартный метод POP не всегда позволяет исследовать такие объекты с необходимым разрешением по глубине.

Для исследования этих объектов в нашей лаборатории создан экспериментальный комплекс, основанный на методике спектроскопии ионов средних энергий (Medium Energy Ion Spectrometry, MEIS). Линия MEIS (рис. 6) позволяет исследовать состав и толщину границ разделов многослойных структур с высоким разрешением методом спектроскопии рассеяния ионов средних энергий. Линия состоит из ионпровода и экспериментальной камеры, которые разделены вакуумным затвором, а также шлюзовой камеры для смены образцов, которая отделена от экспериментальной камеры вакуумным затвором. Диаметр пучка ионов на мишени составляет 4 мм. Экспериментальная камера содержит гониометрическую систему для крепления и точного вращения образца, систему мониторинга анализирующего пучка ионов, электростатический анализатор, набор микроканальных пластин и позиционно чувствительный детектор. Разрешение по элементам данной методики позволяет

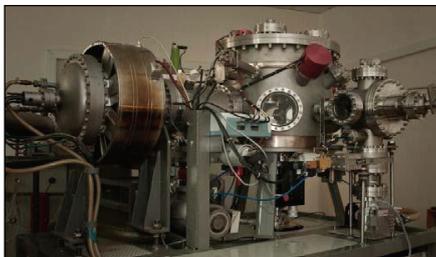


Рис. 6. Камера линии MEIS

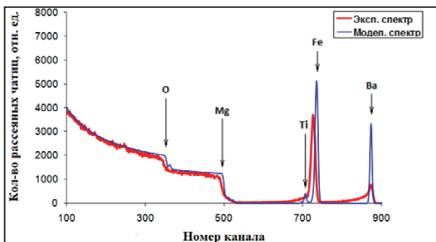


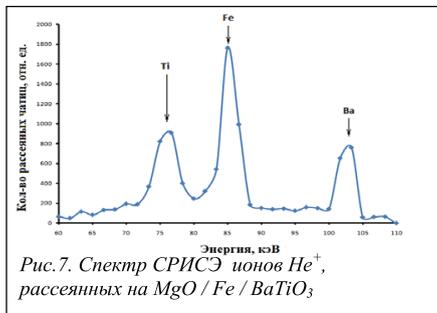
Рис. 6. Спектр POP ионов He^+ , рассеянных на $MgO / Fe / BaTiO_3$.

судить об изотопном составе. Разрешение по глубине вплоть до одного - двух атомных монослоев.

Для демонстрации преимуществ этого метода перед стандартным методом РОР были проведены серии экспериментов. В качестве исследовательского образца была рассмотрена тонкопленочная структура $\text{MgO} / \text{Fe} / \text{BaTiO}_3$, созданная методом импульсного лазерного осаждения. На массивной подложке MgO был выращен слой Fe (~12 нм), затем слой BaTiO_3 (~5 нм). На рисунках 6 и 7 представлены соответственно РОР и СРИСЭ спектры данной структуры.

С помощью методики РОР не удалось разрешить пики Ti и Fe , кроме того, по данному спектру РОР мы можем дать только интегральную оценку количества бария в структуре, так как разрешение по глубине полупроводникового детектора в два раза превышает заявленную толщину слоя BaTiO_3 . С помощью методики СРИСЭ нам удалось разрешить пики Ti и Fe , а также удалось рассчитать толщину слоя титаната бария, составившую 64Å.

Резюмируя, можно сказать, что в Лаборатории ионно-пучковых нанотехнологий НИИЯФ МГУ можно как создавать структуры методом ионной имплантации, так и исследовать различные объекты ионно-пучковыми методиками.



К ВОПРОСУ О ВЛИЯНИИ ПРОЦЕДУРЫ ДООКИСЛЕНИЯ НА ПАРАМЕТРЫ ТОНКИХ ПЛЕНОК TiO_2 и Ta_2O_5 .

В.В. Азарова^{1,2}, В.В. Фокин^{1,2}

1.МИЭМ (ТУ); 2.ФГУП НИИ «Полус» им. М.Ф.Стельмаха

azarovav@hotbox.ru

1. Введение

Качество современных лазерных приборов во многом определяется формирующими резонатор зеркалами. К ним предъявляются очень высокие требования. Так коэффициенты отражения должны превышать величину 99,99%¹. Такие параметры достигаются за счет уменьшения коэффициентов рассеяния и поглощения. Поглощение снижается путем выбора оптимального режима роста и последующей процедуры доокисления уже готового зеркала (технологический прогрев многослойного интерференционного покрытия в кислородной атмосфере).

В этой работе приводятся результаты экспериментальных измерений однослойных покрытий TiO_2 и Ta_2O_5 . Для определения изменений параметров слоев в результате доокисления использовались тонкие пленки. Одним из контролируемых параметров была мнимая часть комплексного показателя преломления, коэффициент экстинкции. После доокисления его величина для пленок Ta_2O_5 уменьшалась, а для пленок TiO_2 его изменение оказалось незначительным, что хорошо согласуется с измерениями суммарных потерь на лазерных зеркалах, из которых косвенно (зная величину рассеяния и пропускания) определяется коэффициент поглощения.

2. Метод эллипсометрии

В качестве метода контроля параметров покрытий был выбран метод спектральной много угловой эллипсометрии², так как он обладает высокой чувствительностью (особенно в области нанометрового диапазона толщин), точностью и воспроизводимостью результатов. Данный метод позволяет достоверно определить толщины слоев, показатели преломления материалов слоев (в общем случае комплексные), а также наличие градиента показателя преломления.

Метод эллипсометрии основан на том, что в общем случае свет после отражения от исследуемого образца изменяет свою форму поляризации.

Основное уравнение эллипсометрии, связывающее между собой эллипсометрические параметры дельта (Δ) и пси (Ψ) и комплексные значения коэффициентов отражения по амплитуде R_p и R_s для р- и s-поляризованного света записывается в виде:

$$\rho = \frac{R_p}{R_s} = \tan(\Psi)e^{i\Delta} \quad (1)$$

Как видно из уравнения 1 в процессе измерения определяются не абсолютные, а относительные величины, что является важным достоинством метода. По измеренным величинам Δ и Ψ при решении обратной задачи эллипсометрии на основе выбранной модели рассчитываются оптические параметры поверхности образца.

Достоверность полученных результатов оценивается с помощью функции ошибки, в нашем случае она имеет следующий вид:

$$MSE = \frac{1}{2N-M} \sum_{i=1}^N \left[\left(\frac{\Psi_i^{mod} - \Psi_i^{exp}}{\sigma_{\Psi_i}} \right)^2 + \left(\frac{\Delta_i^{mod} - \Delta_i^{exp}}{\sigma_{\Delta_i}} \right)^2 \right] \quad (2)$$

где N – число пар (Ψ, Δ), M – число переменных параметров в модели, Ψ_i^{mod} , Δ_i^{mod} – данные рассчитанные из модели, Ψ_i^{exp} , Δ_i^{exp} – экспериментальные данные, а σ – стандартное отклонение по точкам экспериментальных данных. Достоверным считается тот результат, при котором функция ошибки принимает наименьшее значение. Кроме того полученные результаты должны иметь

физический смысл. В нашем случае это означает, что рассчитанные дисперсионные кривые показателей преломления исследуемых материалов должны иметь нормальный вид в измеряемом спектральном диапазоне, т.е. с ростом длины волны показатель преломления должен монотонно уменьшаться.

3. Доокисление пленок оксида тантала и оксида титана.

Ниже приведены результаты измерений 4-х образцов однородных танталовых и титановых пленок, толщины которых составили приблизительно 100 нм для Ta_2O_5 и 300 нм TiO_2 , соответственно. Нанесение пленок проводилось методом ионно-лучевого напыления на ситалловые подложки на установке IonFab. После изготовления данных образцов, они были переданы на отжиг (технологический прогрев) в воздушной атмосфере при температуре 300° и 250° C, соответственно, в течение 2 часов. С целью определения изменений, которые происходят в результате такой обработки, были проведены эллипсометрические измерения до и после отжига. Измерения проводились на спектроскопическом эллипсометре с вращающимся компенсатором компании J.A. Woollam M-2000 с возможностью сбора эллипсометрических данных на разных углах падения. Экспериментально измерялись зависимости $\Delta(\lambda)$ и $\Psi(\lambda)$ при трех углах падения 60, 65 и 70 градусов. Затем с помощью однослойной модели рассчитывались параметры пленок – толщина, действительная и мнимая части комплексного показателя преломления. Ниже приведены полученные дисперсионные кривые для действительной и мнимой части комплексного показателя преломления.

3.1 Результаты измерений тонких пленок оксида тантала

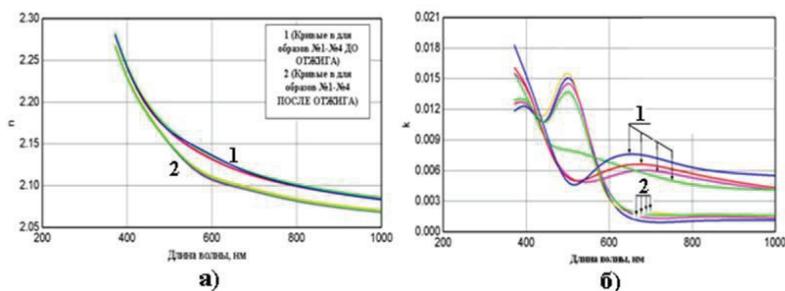


Рисунок 1. Дисперсионная функция $k(\lambda)$ для тонких пленок Ta_2O_5 до – а) и после – б) доокисления.

Из рисунка 1 видно, что на всех четырех образцах характер изменения n и k идентичен. Кривые n смещаются вниз, при этом как до, так и после отжига кривые показателя преломления очень хорошо накладываются друг на друга. После отжига кривые k принимают одну и ту же форму, причем разброс значений между

образцами уменьшается. В коротковолновой области (приблизительно от 420 до 620 нм) наблюдается увеличение коэффициента поглощения k , локальный пик которого на всех образцах приходится приблизительно на 500 нм и отличается лишь слегка величиной. В диапазоне длин волн от ~ 620 нм видно значительное (2-3 раза) уменьшение коэффициента поглощения.

В таблице 1 приведены полученные результаты для образцов 1 – 4, которые соответствуют рисунку 1. Значения для величин n и k указаны для длины волн 632.8 нм.

Таблица 1.

Номер образца	Толщина d , нм. Доокисление		$n(\lambda=632.8 \text{ нм})$ Доокисление		$k(\lambda=632.8 \text{ нм})$ Доокисление	
	до	после	до	после	до	после
1	113	114	2.12	2.10	0.006	0.002
2	109	110	2.13	2.11	0.006	0.002
3	113	114	2.12	2.10	0.006	0.002
4	112.5	113.5	2.13	2.10	0.007	0.002

Из приведенных в таблице данных видно, что после отжига геометрическая толщина пленки на всех образцах увеличилась на величину ~ 1 нм. Коэффициент поглощения k для длины волны 632.8 нм уменьшился до значения 0.002 (в три раза), также уменьшается показатель преломления.

3.2 Результаты измерений тонких пленок оксида титана

Ниже приведен характерный график дисперсионных зависимостей комплексного показателя преломления для пленок оксида титана.

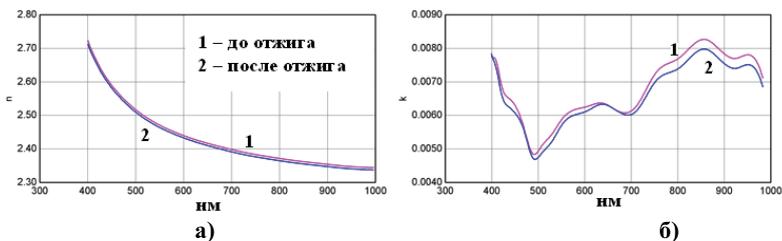


Рисунок 2. Дисперсионная функция $k(\lambda)$ для тонких пленок TiO_2 до – а) и после – б) доокисления.

Из рисунка 2 видно, что кривые дисперсионных зависимостей для действительной и мнимой частей показателя преломления до и после отжига практически повторяют друг друга, и в отличие от пленок оксида тантала таких резких изменений не наблюдается. В таблице 2 ниже приведены полученные результаты для образцов 1 – 4, которые соответствуют рисунку 2. Значения для величин n и k указаны для длины волны 632.8 нм.

Таблица 1.

Образец	Толщина d , нм.		$n(\lambda=632.8 \text{ нм})$		$k(\lambda=632.8 \text{ нм})$	
	Доокисление		Доокисление		Доокисление	
	до	после	до	после	до	после
	302	304	2.424	2.417	0.006	0.006

Из приведенных в таблице данных видно, как и в случае пленок оксида тантала, после прогрева наблюдается незначительное увеличение толщины ~ 2 нм, уменьшение действительной части показателя преломления на ~ 0.07 , а мнимая часть с точностью до третьего после запятой знака осталась неизменной. К сожалению повысить температуру прогрева для TiO_2 не представляется возможным, т.к. от 300 гардусов и выше аморфные пленки двуокиси титана начинают кристаллизоваться. Очевидно, что технологический прогрев для данного материала не столь эффективен, как для оксида тантала.

Подтверждением правильности полученных результатов (относительно уменьшения коэффициента поглощения на длине волны 632.8 нм после отжига) служат измерения суммарных потерь на танталовых многослойных интерференционных покрытиях (МИП) с маленькой величиной пропускания (0.01-0.02%). Суммарные потери для МИП определяются величиной рассеяния, пропускания и поглощения. Непосредственно для зеркал измеряются суммарные потери, коэффициент интегрального рассеяния и коэффициент пропускания. Отсюда косвенно оценивается коэффициент поглощения. После отжига при температуре 300° суммарные потери на поглощение танталовых зеркал с потерями на пропускание 0.006% и коэффициентом интегрального рассеяния 0.009% уменьшаются приблизительно в 3 раза со значений 0.045% до 0.025%, при этом рассеяние не изменяется, а пропускание остается приблизительно на том же уровне. Для титановых зеркал с потерями на пропускание 0.01% и коэффициентом интегрального рассеяния 0.009% суммарные потери уменьшаются приблизительно на величину 0.005 со значений 0.04% до 0.035%, отсюда потери на поглощение изменяются от 0.021% до 0.017%.

4. Выводы

Метод спектральной многоугловой эллипсометрии дает возможность проследить за изменениями, происходящими в результате технологической обработки покрытий (отжига) и выбрать оптимальные условия такой обработки.

5. Заключение

В заключение авторы благодарны М.М.Расеву и сотрудникам его группы в НИИ «Полус» за изготовление тонких пленок. Работа выполнена при поддержке Российского Фонда Фундаментальных исследований. Грант РФФИ 08-02-13662.

1. G. Kolodnyi, Yu. Golyaev, V. Azarova, M. Rasyov, N. Tikhmenev, Ion beam optical coatings for visible and near IR lasers. Proc. SPIE, v.4350, 120÷125, 2000.
2. Азам Р., Башара Н. Эллипсометрия и поляризованный свет.– М.: Мир,1981.-582 с.

УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ФОТОЭЛЕКТРОНОВ В ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОЙ ТРЁХФОТОННОЙ ДВОЙНОЙ ИОНИЗАЦИИ НЕОНА

Е.В. Грызлова¹, А.Н. Грум-Гржимайло¹, А.С. Битюцкая², С.И. Страхова¹

¹ Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова

² Физический факультет

Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова

E-mail: asybit@yandex.ru

Введение

Запуск нового поколения основанных на ускорительной технике источников электромагнитного излучения, таких как лазеры на свободных электронах (ЛСЭ), работающих в режиме самоусиления спонтанной эмиссии, дал принципиально новые возможности для проведения экспериментов в области вакуумного ультрафиолета (ВУФ). Под воздействием фемтосекундных импульсов ЛСЭ стало доступно наблюдение нелинейных многоэлектронных процессов в непрерывном спектре как атомов, так и ионов. Интенсивное высокочастотное излучение источников (порядка 10^{16} Вт/см²) позволило впервые исследовать ионизацию атома с последующей ионизацией иона несколькими (двумя или тремя) фотонами.

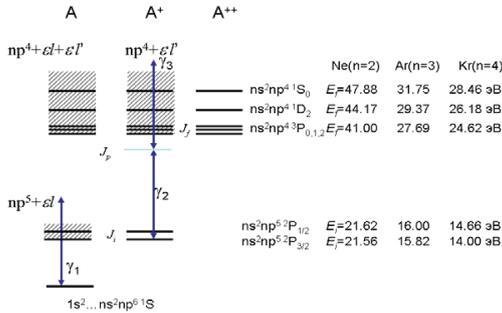


Рис. 1 Схема последовательной трехфотонной двойной ионизации для атомов инертных газов. Пороги однократной ионизации атомов отсчитываются от энергии основного состояния атома; пороги ионизации doubly заряженного иона отсчитываются от энергии основного состояния иона $^2P_{3/2}$.

Для энергий фотона в диапазоне между значениями одно- и двукратной ионизации атома (см. рис. 1), вторая ступень процесса – двухфотонная ионизация иона - может быть резонансной (т.е. идти через промежуточный уровень) или нерезонансной. Теория резонансной (более подробно изложенная в [1]) и нерезонансной трехфотонной двойной ионизации атомов обсуждается в данной статье.

1. Формализм

Описание поляризации атомов, ионов, электронов и фотонов представлено в формализме статистических тензоров, связанных с элементами матрицы плотности:

$$\rho_{kq}(J;J') = \sum_{MM'} (-1)^{J'-M'} (JM' - M' | kq) \langle J' M' | \hat{\rho} | JM \rangle, \tag{1}$$

где введено стандартное обозначение для коэффициентов Клебша-Гордона.

Статистические тензоры $\rho_{kq_1}(J_1; \theta_1, \varphi_1)$ и $\rho_{k_2q_2}(J_2, J'_2; \theta_1, \varphi_1)$, описывающие поляризационное состояние иона после поглощения первого фотона и дальнейшего резонансного поглощения двух фотонов приведены нами в [1]. Развивая этот способ теоретического описания исследуемого процесса, для нерезонансного двухфотонного поглощения второй ступени ионизации получено следующее представление поляризационного состояния двукратно ионизированного атома:

$$\rho_{k_2q_2}(J_2, J'_2; \theta_1, \varphi_1) = \pi a \omega \sum_{\substack{k_i q_i, k_p q_p \\ k_r q_r, k_2 q_2}} \hat{k}_i \hat{k}_{j_2} \hat{k}_p \hat{k}_{q_i} \rho_{k_i}(J_i; \theta_1, \varphi_1) \rho_{k_2q_2}^{\gamma} \rho_{k_2q_2}^{\gamma'} \times \\ \times \langle k_i q_i k_{j_2} q_{j_2} | k_p q_p \rangle \langle k_p q_p k_{j_2} q_{j_2} | k_2 q_2 \rangle \tilde{B} \{k_i, k_{j_2}, k_p, k_{j_2}, k_2\}, \tag{2}$$

где α – постоянная тонкой структуры, ω – энергия фотона (используется атомная система единиц), $Y_{kq}(\theta, \varphi)$ – сферическая гармоника, θ_1, φ_1 – углы вылета первого фотоэлектрона. Мы зафиксировали ось квантования z вдоль направления вектора поляризации лазерного излучения, поэтому $\rho_{k_1 0}^{\nu}$ – статистический тензор фотона – принимает значения $\rho_{00}^{\nu} = 1/\sqrt{3}$ и $\rho_{20}^{\nu} = -\sqrt{2/3}$.

Явный вид динамического коэффициента $\tilde{B}\{k_i, k_{j_2}, k_p, k_{j_3}, k_2\}$ можно найти в [5]. Эти коэффициенты входят в выражения для сечений ионизации и угловых распределений фотоэлектронов, их численный расчет составляет одну из основных задач теории.

2. Численный расчёт

В динамический параметр $\tilde{B}\{k_i, k_{j_2}, k_p, k_{j_3}, k_2\}$ входят суммы дипольных матричных элементов переходов во все стационарные состояния невозмущенного иона, включая интеграл по непрерывному спектру:

$$\sum_p \frac{\langle J_p \| \hat{D} \| J_i \rangle \langle J_2 \| \hat{D} \| J_p \rangle}{E_p - E_i - \omega} = \sum_d \frac{\langle J_d \| \hat{D} \| J_i \rangle \langle J_2 \| \hat{D} \| J_d \rangle}{E_d - E_i - \omega} + \int_c \frac{\langle J_c \| \hat{D} \| J_i \rangle \langle J_2 \| \hat{D} \| J_c \rangle}{E_c - E_i - \omega} dE_c. \quad (3)$$

Вычисление первого слагаемого, включающее дипольные матричные элементы переходов дискретного спектра, не представляет принципиальных трудностей. Второе слагаемое является интегралом по промежуточным состояниям атомного континуума, и его нахождение является нетривиальной задачей. Для его вычисления необходим матричный элемент перехода из дискретного состояния в промежуточное (который получается нами численно с использованием метода самосогласованного поля Хартри-Фока [3]) и матричный элемент перехода между двумя состояниями непрерывного спектра. За основу для расчёта последнего матричного элемента мы берём метод, предложенный в [4].

3. Угловые распределения фотоэлектронов

Свернув статистический тензор системы, образующейся после поглощения двух фотонов, с тензором эффективности детектора [2], можно получить угловое распределение второго фотоэлектрона (при заданных углах вылета первого фотоэлектрона). Если состояние конечного иона не регистрируется, то функция угловой корреляции представляется в виде

$$W(\theta_1, \varphi_1; \theta_2, \varphi_2) = \sum_{k_2 q_2, J_2'} \rho_{k_2 q_2}(J_2, J_2'; \theta_1, \varphi_1) \sqrt{\frac{4\pi}{2k_2 + 1}} Y_{k_2 q_2}(\theta_2, \varphi_2). \quad (4)$$

Интегрированием функции угловой корреляции (4) по углам вылета одного из фотоэлектронов можно получить угловые распределения первого или второго фотоэлектрона.

$$W(\theta) \sim 1 + \sum_k \beta_k P_k(\cos \theta). \quad (5)$$

Приведем конкретный пример для ионизации Ne^+ . Параметры асимметрии β_k , рассчитанные в предположении, что двухфотонный переход, описываемый формулой (3), идет преимущественно через промежуточные состояния с большим орбитальным моментом, представлены на рис. 2. Выстроенность Ne^+ зависит от энергии фотона и учтена в наших расчетах.

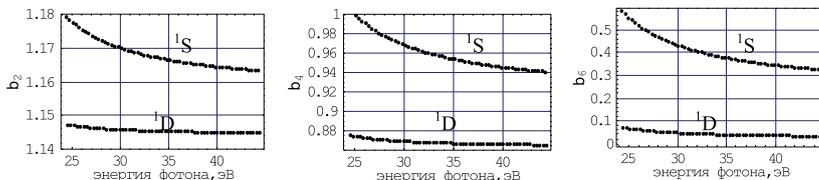


Рис.2 Параметры асимметрии в угловом распределении фотоэлектронов при ионизации $\text{Ne}^+(^2P_{3/2})$ на состояния $\text{Ne}^{++}(^1D)$ и $\text{Ne}^{++}(^1S)$.

Заключение

Представлен метод, теоретически описывающий процесс трёхфотонной двойной ионизации в приложении к атомам инертных газов и проведены первые расчеты для атома неона в случае, когда повторная ионизация осуществляется путем нерезонансного двухфотонного поглощения. Мы рассчитываем, что дальнейшее развитие этого метода внесет вклад в понимание последовательной кратной ионизации атомов и позволит объяснить данные различных экспериментальных групп, использующих источники интенсивного высокочастотного излучения, таких как ЛСЭ.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 09-02-00516.

Литература

1. H. Fukuzawa, E.V. Gryzlova, K. Motomura, A. Yamada, K. Ueda, A.N. Grum-Grzhimailo, S.I. Strakhova, K. Nagaya, A. Sugishima, Y. Mizoguchi, H. Iwayama, M. Yao, N. Saito, P. Piseri, T. Mazza, M. Devetta, M. Coreno, M. Nagasono, K. Tono, M. Yabashi, T. Ishikawa, H. Ohashi, H. Kimura, T. Togashi and Y. Senba// Photoelectron spectroscopy of sequential three-photon double ionization of Ar irradiated by EUV free-electron laser pulses, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **43**, 111001 (2010).
2. V.V. Balashov, A. N. Grum-Grzhimailo, N. M. Kabachnik// Polarization and Correlation Phenomena in Atomic Collisions. A Practical Theory Course, N.Y. (2000).
3. C. Froese Fischer, T. Brage and P. Jönsson// Computational Atomic Structure. An MCHF Approach, Bristol: IOP Publishing 279 p. (1997).
4. Th. Mercouris, Y. Komninos, S. Dionissopolou and C. Nicolaides// Computation of strong-field multiphoton processes in polyelectronic atoms: State-specific method and applications to H and Li, *Phys. Rev. A* **50**, 4109 (1994).
5. Е.В. Грызлова, А.Н. Грум-Гржимайло, А.С. Битюцкая, С.И. Страхова// Двухфотонная ионизация однократно заряженных выстроенных ионов, Сборник XI межвузовской научной школы молодых специалистов "Концентрированные потоки энергии в космической технике, электронике, экологии и медицине", стр. 159 (2010).

ИОНИЗАЦИЯ АТОМОВ ВОДОРОДА, ПОМЕЩЕННЫХ В ФУЛЛЕРЕНОВУЮ ОБОЛОЧКУ, ИНТЕНСИВНЫМИ ФЕМТОСЕКУНДНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ ВАКУУМНО-УЛЬТРАФИОЛЕТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Е.В. Грызлова, А.Н. Грум-Гржимайло, М.Н. Хаердинов, С.И. Страхова
*Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына Московского
государственного университета имени М.В. Ломоносова*
E-mail: khaerdinovmn@gmail.com

Введение

Атомы, помещенные внутрь полой углеродной оболочки, $A@C_n$, называемые также эндодральными или допированными фуллеренами, важны во многих областях и являются привлекательными объектами исследований [1]. Последовательное теоретическое описание эндодральных фуллеренов требует подходов, в которых учитываются электронные корреляции и коллективные степени свободы [2,3]. Несмотря на это, многие новые свойства эндодральных соединений могут быть выявлены в рамках простых моделей с полуэмпирическими потенциалами, имитирующими углеродную оболочку [4]. Так, использование модельного потенциала явилось первым шагом к качественному предсказанию влияния оболочки на спектральные и динамические свойства атома: селективное сжатие орбиталей и перераспределение сил осцилляторов [5,6]; «эндодральные» резонансы в сечении одно- [5,7,8,9] и двухкратной [10,11] фотоионизации, и в угловых распределениях фотоэлектронов [12]; корреляционные эндодральные резонансы [13]; усиленные недипольные эффекты [14]. Многие из эффектов оболочки на помещенный внутрь нее атом обсуждались в обзорах [1,4] (дальнейшие ссылки приведены также в [15]). Важный аспект таких исследований заключается также в том, что с развитием экспериментов по фотопроцессам с эндодральными атомами становится важным отделить эффекты фотоионизации оболочки и заключенного в ней атома. До сих пор, насколько нам известно, фотоионизация заключенного в оболочку атома рассматривалась только в слабом поле и эффекты оболочки для режима сильного поля не изучались. Здесь мы используем потенциальную модель для изучения эффектов полой углеродной оболочки на однократную ионизацию атома интенсивным полем ВУФ излучения. Для этого, используя недавно развитый подход [16], мы численно решаем нестационарное уравнение Шредингера для атомов водорода, заключенных в оболочки C_{60} и C_{36} , и находящихся первоначально в основном $1s$ состоянии.

Методология

Эндоедральный фуллерен H@C_{60} описывается в рамках феноменологической потенциальной модели с кулоновским потенциалом вне углеродной оболочки, которая моделируется сферическим прямоугольным слоем:

$$V(r) = \begin{cases} -U_0, & r_c \leq r \leq r_c + \delta \\ -r^{-1}, & r \leq r_c, \quad r \geq r_c + \delta. \end{cases} \quad (1)$$

Внутренний радиус r_c , толщина δ , и глубина U_0 являются параметрами потенциала. Аналогичный потенциал использовался в [17] в исследованиях эндоедральных резонансов в сечении фотоионизации. В литературе активно обсуждаются эффекты сдвига допированного атома из центра оболочки (например [15] и ссылки там), но здесь мы для простоты предполагаем, что атом находится в центре системы. Таким образом, мы подавляем «молекулярные резонансы», которые могут проявиться из-за смешивания состояний с разными орбитальными моментами [18,19]. Радиальные функции для потенциала (1) выражаются аналитически через гипергеометрические функции и модифицированные сферические функции Бесселя. Для фуллерена C_{60} мы используем следующие параметры потенциала [4,20]: $U_0 = 8.22$ эВ, $r_c = 5.75$ а.е., $\delta = 1.89$ а.е. Для C_{36} мы предположили ту же толщину оболочки, что и для C_{60} и получили r_c из известного среднего радиуса C_{36} [21]. Глубина потенциала U_0 подбиралась так, чтобы воспроизвести энергию сродства электрона, полученную в микроскопических расчетах [22]. В результате, для оболочки C_{36} использовались следующие параметры: $U_0 = 8.68$ эВ, $r_c = 3.75$ а.е., $\delta = 1.89$ а.е.

Взаимодействие поля с электроном рассматривается в дипольном приближении путем решения нестационарного уравнения Шредингера на пространственно-временной сетке матричным итерационным методом, реализация которого была детально описана в [16]. Импульс ВУФ излучения $E(t) = E_p(t) \sin(\omega t + \varphi)$ имел \sin^2 огибающую с постоянным «плато»:

$$E_p(t) = \begin{cases} E_0 \sin^2 \frac{\pi}{2\tau} t, & 0 \leq t \leq \tau \\ E_0, & \tau \leq t \leq t_p + \tau \\ E_0 \sin^2 \frac{\pi}{2\tau} (t - t_p), & t_p + \tau \leq t \leq t_p + 2\tau \\ 0, & t_p + 2\tau \leq t, \end{cases} \quad (2)$$

где ω – несущая частота, t_p – продолжительность плато, а τ характеризует крутизну импульса. Мы взяли значения $\tau = t_p = 0.75$ фс, что приводит к полной длительности импульса 2.25 фс. Для энергий фотонов выше 20 эВ начальная фаза поля φ практически не влияет на спектры и угловые распределения электронов из-

за большого числа оптических осцилляций в импульсе. Для более низких частот фотонов проводилось усреднение по интервалу $0 \leq \varphi < 2\pi$.

Плотность вероятности обнаружить электрон с энергией ε , испущенный в направлении $(\theta; \varphi)$ по отношению к направлению линейной поляризации (угловое распределение электронов), дается выражением

$$\frac{d^2W}{d\varepsilon d\Omega} = \frac{W_\varepsilon}{4\pi} \left(1 + \sum_{L=0} \beta_L(\varepsilon) P_L(\cos\theta) \right) \quad (3)$$

Здесь $P_L(x)$ – полином Лежандра, W_ε – интегрированная по углу плотность вероятности (спектр фотоэлектронов)

$$W_\varepsilon = \int d\Omega \frac{d^2W}{d\varepsilon d\Omega} \quad (4)$$

а β_L обозначают параметры асимметрии. Параметры асимметрии нечетного порядка обращаются в нуль после усреднения по фазе φ .

Чтобы углеродную оболочку можно было рассматривать как однородный сферический слой, длина волны электрона должна быть больше, чем расстояние между атомами углерода в оболочке, поэтому энергия электрона ограничивалась $\varepsilon < 2-3$ а.е. [23]. Как следствие, здесь рассматриваются только главная линия в спектре фотоэлектронов и первый пик от надпороговой ионизации.

Численные тесты показали стабильность результатов по отношению к изменению пространственно-временной сетки и сходимости парциально-волнового ряда для вылетающего электрона.

Обсуждение результатов

Вычисления были проведены для интенсивностей поля $3.51 \cdot 10^{16}$ Вт/см² и $3.51 \cdot 10^{12}$ Вт/см². Мы начнем обсуждение с малой интенсивности $3.51 \cdot 10^{12}$ Вт/см². В нашем случае это находится в пределах применимости первого порядка теории возмущений. Однофотонный характер процесса приводит к пренебрежимо малому пику надпороговой ионизации по сравнению с главным фотоэлектронным пиком. Рис.1а показывает отношение вероятностей фотоионизации для атомов водорода, заключенных в фуллереновую оболочку, и в свободном состоянии, вычисленные путем решения нестационарного уравнения Шредингера и в рамках первого порядка теории возмущений. Последняя предполагает бесконечное во времени гармоническое возмущение электромагнитным полем и использует стандартную процедуру вычисления квадрата соответствующего дипольного матричного элемента с волновыми функциями электрона в начальном 1s состоянии и в непрерывном спектре εr . Чтобы найти интенсивности пиков при решении нестационарного уравнения Шредингера мы интегрировали

интенсивность по линии фотоэлектронного спектра. Результаты двух подходов для слабого поля находятся в прекрасном согласии.

Потенциал фуллереновой оболочки влияет на интенсивность линий. Относительная вероятность ионизации осциллирует как функция энергии фотона (фотоэлектрона) вследствие эндоэдральных резонансов. Волновая функция $1s$ электрона хорошо локализована внутри оболочки. В этом случае, согласно анализу работы [9], положения максимумов и минимумов осцилляций соответствуют конструктивной и деструктивной интерференции между тремя ϵ_r волнами фотоэлектронов: первоначальной исходящей волны и волн, отраженных от внутренней и внешней границ оболочки. С увеличением энергии электрона оболочка становится более прозрачной, поэтому интерференция и эндоэдральные резонансы затухают. Таким образом, разница между кривыми на рис.1а между $N@C_{36}$ and $N@C_{60}$ обусловлена, в основном, различием в интерференционной картине для конечных ϵ_r состояний, в то время как $1s$ функция для этих двух случаев остается практически неизменной.

Интенсивность $3.51 \cdot 10^{16}$ Вт/см² находится далеко за пределами применимости первого порядка теории возмущений: пик надпороговой ионизации в этом случае уже сопоставим по интенсивности с главной фотоэлектронной линией. Заранее неизвестно будут ли проявляться эндоэдральные резонансы при ионизации сильным полем. Существует несколько эффектов, потенциально подавляющих эндоэдральные резонансы, например, интегрирование по промежуточным состояниям спектра (если оставаться в рамках теории возмущений более высокого порядка), уширение фотоэлектронной линии при увеличении интенсивности поля, вклад от других парциальных волн фотоэлектронов. Все эти эффекты изначально учитываются при решении нестационарного уравнения Шредингера. Рис.1б демонстрирует, что, действительно, эндоэдральные резонансы совершенно исчезают для главной линии фотоэлектронного спектра, тогда как для надпороговой ионизации (рис.1д) эндоэдральные резонансы слабо, но проявляются.

На рис.1б,г,е показаны параметры анизотропии β_2 и β_4 угловых распределений фотоэлектронов (3) для главной и надпороговой линий,

$$\beta_L = \int W_\epsilon \beta_L(\epsilon) d\epsilon / \int W_\epsilon d\epsilon, \quad (5)$$

в зависимости от энергии фотона при интенсивности $3.51 \cdot 10^{16}$ Вт/см². Интегралы в (5) берутся по соответствующей линии в спектре фотоэлектронов. Для главной линии (рис.1б) параметр β_2 очень близок к 2, а параметр β_4 очень близок к нулю во всем интервале энергий, кроме области вблизи порога. Это указывает на доминирующий характер р-волны фотоэлектрона, которая приводит к значениям $\beta_2=2$ и $\beta_4=0$ независимо от присутствия фуллереновой оболочки. Только для частот $\omega \leq 20$ эВ другие парциальные волны начинают давать вклад в

ионизацию, вызывая отклонения от названных выше значений β_2 и β_4 . Угловые распределения для надпороговой ионизации (рис.1г,е) чувствительны к потенциалу фуллереновой оболочки из-за вкладов от нескольких парциальных волн (по крайней мере, s и d волн) во всем интервале энергии фотонов.

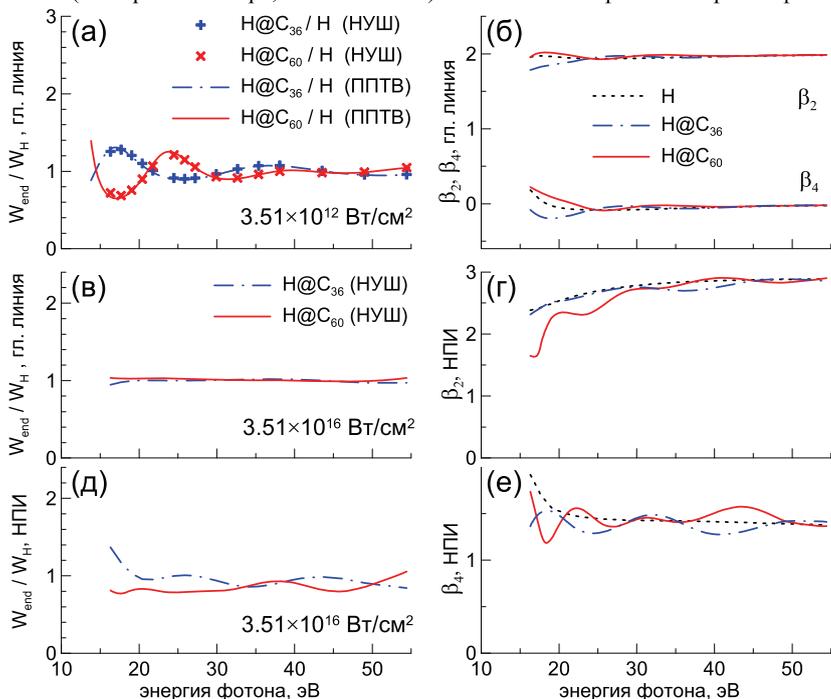


Рис.1. Отношение вероятностей ионизации (левые панели) и параметры асимметрии (правые панели) для атомов водорода, заключенных в фуллереновую оболочку, и в свободном состоянии. Для слабого поля на рис.1а линиями показаны расчеты в первом порядке теории возмущений (ППТВ), а крестиками – расчеты с использованием нестационарного уравнения Шредингера (НУШ). Остальные результаты получены решением НУШ. Для сильного поля (рис. 1б,в,г,д,е) показаны расчеты как для главной линии (рис.1б,в), так и для первого пика надпороговой ионизации (НПИ) (рис.1г,д,е).

Выводы

Путем решения нестационарного уравнения Шредингера изучено влияние потенциала фуллереновых оболочек C₃₆ и C₆₀ на ионизацию находящегося внутри оболочки атома водорода интенсивным фемтосекундным ВУФ импульсом.

Эндоэдральные резонансы в зависимости интенсивности основной фотоэлектронной линии от энергии фотона (частоты излучения) исчезают при возрастании яркости излучения. Влияние оболочки сильнее для параметров углового распределения фотоэлектронов в пике надпороговой ионизации из-за подключения дополнительных, помимо ϵ_r , интерферирующих парциальных волн. Хотя вычисления проводились для атомного водорода, мы полагаем, что общие закономерности сохраняются для других похожих случаев ионизации из s состояний атомов, заключенных в оболочку.

1. V.K. Dolmatov// Photoionization of atoms engaged in spherical fullerenes, *Adv. Quant. Chem.*, **58**, 13 (2009).
2. J. Cioslowski// Electronic Structure Calculations on Fullerenes and Their Derivatives (New York: Oxford University Press, 1995).
3. S. Guha and K. Nakamoto// Electronic structures and spectral properties of endohedral fullerenes, *Coord. Chem. Rev.*, **249**, 1111 (2005).
4. V.K. Dolmatov, A.S. Baltenkov, J.-P. Connerade, and S.T. Manson// Structure and photoionization of confined atoms, *Rad. Phys. Chem.*, **70**, 417 (2004).
5. J.-P. Connerade, V.K. Dolmatov, and S.T. Manson// A unique situation for an endohedral metallofullerene, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **32**, L395 (1999).
6. J.-P. Connerade and R. Semaune// Relativistic study of the electronic structure and 5d orbital of La confined inside a C_{60} fullerene cage, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **33**, 869 (2000).
7. A.S. Baltenkov// Resonances in photoionization cross sections of inner subshells of atoms inside the fullerene cage, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **32**, 2745 (1999).
8. M.Ya. Amusia, A.S. Baltenkov, and U. Becker// Strong oscillations in the photoionization of 5s electrons in Xe@ C_{60} endohedral atoms, *Phys. Rev. A*, **62**, 012701 (2000).
9. J.-P. Connerade, V.K. Dolmatov, and S.T. Manson// On the nature and origin of confinement resonances, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **33**, 2279 (2000).
10. M.Ya. Amusia, E.Z. Liverts, and V.B. Mandelzweig// Two-electron photoionization of endohedral atoms, *Phys. Rev. A*, **74**, 042712 (2006).
11. J.A. Ludlow, T.-G. Lee, and M.S. Pindzola// Time-dependent close-coupling calculations of the double photoionization of He@ C_{60} , *Phys. Rev. A*, **81**, 023407 (2010).
12. M.Ya. Amusia, A.S. Baltenkov, V.K. Dolmatov, S.T. Manson, and A.Z. Msezane// Confinement resonances in photoelectron angular distributions from endohedral atoms, *Phys. Rev. A*, **70**, 023201 (2004).
13. V.K. Dolmatov and S.T. Manson// Correlation confinement resonances in photoionization of endohedral atoms: Xe@ C_{60} , *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **41**, 165001 (2008).
14. J.-P. Connerade, V.K. Dolmatov, and S.T. Manson// Controlled strong non-dipole effects in photoionization of confined atoms, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **33**, L275 (2000).
15. D.S.A. Coden, S.S. Gomez, and R.H. Romero// Atoms confined in a penetrable potential: effect of the atom position on the electric and magnetic responses, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **44**, 035003 (2011).
16. A.N. Grum-Grzhimailo, B. Abeln, K. Bartschat, D. Weffen, and T. Urness// Ionization of atomic hydrogen in strong infrared laser fields, *Phys. Rev. A* **81** 043408 (2010).

17. A.S. Baltenkov, U. Becker, S.T. Manson, and A.Z. Msezane// Effects of the fullerene (C_{60}) potential and position of the atom (A) on spectral characteristics of endohedral atoms $A@C_{60}$, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **43**, 115102 (2010).
18. J.L. Dehmer and D. Dill// Molecular effects on inner-shell photoabsorption. K-shell spectrum of N_2^* , *J. Chem. Phys.*, **65**, 5327 (1976).
19. P. Decleva, G. De Alti, and M. Stener// Theoretical study of resonances in the metal core photoionization of $M@C_{60}$ ($M = Li, Na, K$), *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **32**, 4523 (1999).
20. Y.B. Xu, M.Q. Tan, and U. Becker// Oscillations in the photoionization cross section of C_{60} , *Phys. Rev. Lett.*, **76**, 3538 (1996).
21. E.M. Nascimento, F.V. Prudente, M.N. Guimarães, and A.M. Maniero// A study of the electron structure of endohedrally confined atoms using a model potential, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **44**, 015003 (2011).
22. L.-F. Yuan, J. Yang, K. Deng, and Q.-S. Zhu// A first-principles study on the structural and electronic properties of C_{36} molecules, *J. Phys. Chem. A*, **104**, 6666 (2000).
23. M.Ya. Amusia, A.S. Baltenkov, and L.V. Chernysheva// Photoionization of the subvalent subshells of noble gas endohedrals: interference of three resonances, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **41**, 165201 (2008).

АЛФАВИТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ АВТОРОВ

- Азарова В.В. 217
 Акимов Н.Б. 124
 Алентьев А.Ю. 110
 Андреев В.В. 41
 Андрианова Н.Н. 151
 Асадчиков В.Е. 169
 Афанасьев А.А. 51
 Байжуманов А.А. 71
 Балакшин Ю.В. 210, 213
 Балин В.А. 199
 Бачурин К.Е. 127, 190
 Бедняков С.А. 156, 162
 Бенофен С.Я. 140
 Битюцкая А.С. 122
 Борисов А.М. 100, 140, 151
 Боровицкая И.В. 30
 Боровская В.В. 151
 Бондаренко Г.Г. 6, 10, 19, 25, 30, 35, 41
 Борисов А.М. 100
 Бруггер В.Э. 137
 Булатов Г.С. 10
 Быков Д.В. 6
 Василенко О.И. 68
 Васильев А.Л. 199
 Вернигоров К.Б. 156, 110
 Виноградов А.Н. 82
 Владимиров Б.В. 140
 Волков В.В. 169
 Волков Ю.О. 169
 Воробьева Е.А. 190, 127
 Воронина Е.Н. 156, 87
 Востриков В.Г. 140
 Гайдар А.И. 30, 156
 Гаценко Л.С. 105
 Гедговд К.Н. 10
 Голубков С.А. 210
 Гончарова Н.Г. 53, 57
 Грум-Гржимайло А.Н. 222, 226
 Грызлова Е.В. 222, 226
 Дембо К.А. 169
 Демидов В.А. 156
 Джунь И.О. 133
 Долгодворов А.П. 53
 Дорофеев Я.А. 30
 Духовенский Г.Е. 82
 Евдокимова Т.А. 114
 Егоров А.А. 204
 Егоров Н.Н. 210
 Ерискин А.А. 156
 Жилияков Л.А. 100
 Зайцев С.В. 156, 162
 Запотьилько Н.Р. 194
 Иванов И.А. 210
 Иванов Л.И. 30
 Казенов К.Б. 173
 Кайнова А.П. 71, 77
 Канавец В.И. 46
 Катков А.А. 194
 Кирикова К.Е. 100
 Кожевников И.В. 169
 Кокин М.А. 10, 19
 Колокольцев В.Н. 30
 Коротков С.И. 41
 Коржавый А.П. 35
 Крестя В.И. 25
 Кузьмич А.В. 77
 Кулагин В.П. 6
 Любимов Д.Ю. 10
 Ломов А.А. 199
 Маклецов А.А. 162
 Макунин А.В. 127, 190
 Маслякова Н.Е. 105
 Маш Л.Д. 137
 Мешков И.Б. 110
 Милеев В.Н. 145, 162
 Михайлов Б.П. 30
 Михальков А.М. 41
 Мозговой Ю.Д. 46
 Монахов И.С. 204
 Музафаров А.М. 110
 Надирадзе А.Б. 94
 Назаров А.В. 213
 Новиков Л.С. 87, 100, 105, 110, 145, 156, 162
 Никифоров Д.К. 35
 Никифоров К.Г. 35
 Омров А.А. 178, 185
 Паршина Е.Ю. 71
 Патракеев А.С. 210, 213
 Петров Д.В. 210, 213
 Петрунькин Г.В. 68
 Познырев Е.Н. 173
 Полехин И.Н. 194

- Полянский М.Н. 114
Приселкова А.Б. 77
Пролейко Э.П. 137
Пярых Д.С. 19
Рахбанова З.М. 71
Рахматуллин Р.Р. 94
Романовский Е.А. 140
Рощин Б.С. 169
Савельев И.И. 137
Савушкина С.В. 114, 140
Самохина М.С. 87, 105
Сердюков А.А. 124
Симонов В.П. 6
Синолиц В.В. 145, 162
Скородумина Ю.А. 57
Столяров А.А. 41
Страхова С.И. 222, 226
Тимофеев О.С. 118
Тихонов А.М.
Ткаченко Н.В. 140
- Трошиев С. Ю. 61
Фокин В.В. 217
Фролов Д.А.
Фишер М.Р. 25
Хабатова В.В. 71
Хаердинов М.Н. 226
Ханкин В.В. 105
Хриткин С.А. 46
Черник В.Н. 100, 110, 156
Черныш В.С. 210, 213
Черных П.Н. 213
Чеченин Н.Г. 118, 133, 124, 127, 190
Чирская Н.П. 87, 145, 162
Чистяков К.И. 182, 185
Чугунова А.А. 110
Шапошников В.В. 94
Шемухин А.А. 210, 213
Эпельфельд А.В. 140
Якункин М.М. 10, 19

Содержание

Михаил Васильевич Ломоносов	3
Д.В. Быков, В.П. Кулагин, В.П. Симонов, Г.Г. Бондаренко. Образовательная и научная деятельность МГИЭМ (к 50-летию юбилею института)	6
Г.Г. Бондаренко, М.А. Кокин, М.М. Якункин, Г.С. Булатов, К.Н. Гедговд, Д.Ю. Любимов. Исследование тепловых свойств многослойных материалов с помощью спектрального анализа периодического температурного сигнала	10
Г.Г. Бондаренко, М.А. Кокин, Д.С. Пятых, М.М. Якункин. Использование спектрального анализа термоволновых колебаний для диагностики границ раздела слоистых систем	19
Г.Г. Бондаренко, В.И. Кристя, М.Р. Фишер. Исследование движения электронов в газовом разряде в смеси «аргон – пары ртути»	25
Я.А. Дорофеев, В.Н. Колокольцев, И.В. Боровицкая, Л.И. Иванов, Г.Г. Бондаренко, Б.П. Михайлов, А.И. Гайдар. Изменение сверхпроводящих свойств и структуры ВТСП ленты Вi-2223 при воздействии высокоскоростных плазменных импульсных потоков	30
Д.К. Никифоров, А.П. Коржавый, К.Г. Никифоров, Г.Г. Бондаренко. Влияние бомбардировки ионами гелия и неона на структурную композицию «наноразмерная пленка нитрида алюминия – алюминий»	35
В.В. Андреев, Г.Г. Бондаренко, А.А. Столяров, А.М. Михальков, С.И. Коротков. Инжекционно-термическая обработка структур «металл-диэлектрик-полупроводник»	41
В.И. Канавец, Ю.Д. Мозговой, С.А. Хриткин. Резонансное взаимодействие электронно-позитронных сгустков в гамма-электронике.	46
А.А. Афанасьев. Поиск гамма-всплесков при помощи нейтринного телескопа ANTARES.	51
Н.Г. Гончарова, А.П. Долгодворов. Дипольный резонанс в сечении фоторасщепления ядра Ag-40.	53
Н.Г. Гончарова, Ю.А. Скородумина. Теоретическое описание гигантского дипольного резонанса в изотопах титана.	57
С. Ю. Трощев. Фоторасщепление тяжелых ядер.	61
О.И. Василенко, Г.В. Петрунькин. О роли свободных радикалов в биологическом действии радиации	68
А.А. Байжуманов, А.П. Кайнова, Е.Ю. Паршина, З.М. Рахбанова, В.В. Хабатова. Воздействие альфа-частиц из 120-см циклотрона НИИЯФ МГУ на эритроциты млекопитающих.	71
А.П. Кайнова, А.В. Кузьмич, А.Б. Приселкова. Зависимость порога иницирования волнового процесса в реакции Белоусова-Жаботинского от мощности поглощенной дозы альфа-частиц с энергией 30 МэВ.	77
А.Н. Виноградов, Г.Е. Духовенский. Исследование пьезоэлектрических микронасосов для медицинской и космической техники.	82
Е.Н. Воронина, Л.С. Новиков, М.С. Самохина, Н.П. Чирская. Математическое моделирование воздействия атомарного кислорода на полимерные композиты	87
А.Б. Надирадзе, Р.Р. Рахматуллин, В.В. Шапошников. Воздействие концентрированных ионных потоков на композиционные материалы.	94
А.М. Борисов, Л.А. Жилияков, К.Е. Кирикова, Л.С. Новиков, В.Н. Черник. Изучение воздействия потоков протонов и атомарного кислорода на свойства покрытий, полученных методом микродугового оксидирования.	100

- Н.Е. Маслякова, Л.С. Гаценко, Л.С. Новиков, М.С. Самохина, В.В. Ханкин. Экспериментальное моделирование воздействия электростатических разрядов на фотопреобразователи и защитные стекла при облучении горячей магнитосферной плазмой. 105
- К.Б. Вернигоров, А.А. Чугунова, А.Ю. Алентьев, И.Б. Мешков, А.М. Музафаров, Л.С. Новиков, В.Н. Черник. Исследование структуры и свойств органо-неорганических композиций на основе полиимидов и сверхразветвленных полиорганосилоксанов травлением кислородной плазмой 110
- С.В. Савушкина, М.Н. Полянский, Т.А. Евдокимова. Способ наноструктурирования плазменно-кластерных покрытий. 114
- О.С. Тимофеев, Н.Г. Чеченин. Комбинационное рассеяние УНТ, полученных различными методами. 118
- А.А. Сердюков, Н.Б. Акимов, Н.Г. Чеченин. Синтез ориентированных углеродных нанотрубок в плазме тлеющего разряда. 124
- Е.А. Воробьева, К.Е. Бачурин, А.В. Макунин, Н.Г. Чеченин. Синтез и исследование наноконкомпозитов с включением углеродных нанотрубок. 127
- И.О. Джунь, Н.Г. Чеченин. Обменное смещение в структурах Ф/АФ, наведенное методом осаждения в присутствии магнитного поля. 133
- В.Э. Бруггер, И.И. Савельев, Э.П. Пролейко, Л.Д. Маш. Исследование возможности поглощения примесных газов в He-Ne лазере плёнок титана, нанесённой методом «катодного распыления» 137
- С.Я. Бецофен, А.М. Борисов, Б.В. Владимиров, В.Г. Востриков, Е.А. Романовский, С.В. Савушкина, Н.В. Ткаченко, А.В. Эпельфельд. Стабилизация высокотемпературных фаз диоксида циркония в покрытиях при микродуговом окислении циркониевого сплава. 140
- Л.С. Новиков, В.Н. Милеев, А.А. Маклецов, В.В. Синолиц, Н.П. Чирская. Новая компьютерная модель электризации космических аппаратов. 145
- Н.Н. Андрианова, А.М. Борисов, В.В. Боровская. Применение ионно-лучевой обработки для полировки поверхности оптического ситалла. 151
- Л.С. Новиков, С.А. Бедняков, Е.Н. Воронина, В.А. Демидов, С.В. Зайцев, В.Н. Черник, К.Б. Вернигоров, А.И. Гайдар, А.А. Ерискин. Исследование стойкости полимерных композитов к воздействию атомарного кислорода 156
- Л.С. Новиков, С.А. Бедняков, С.В. Зайцев, А.А. Маклецов, В.Н. Милеев, В.В. Синолиц, Н.П. Чирская. Электризация капельных струй в космической плазме 162
- Д.А. Фролов, В.Е. Асадчиков, Б.С. Рошин, А.М. Тихонов, И.В. Кожевников, Ю.О. Волков, В.В. Волков, К.А. Дембо. Рентгеновские исследования наночастиц кремнезёма на фосфолипидной мембране. 169
- К.Б. Казенов, Е.Н. Познырев. Исследование изменения свойств материалов методом позитронной аннигиляционной спектроскопии. 173
- А.А. Омиров. О продвижении коаксиального магнетрона в коротковолновую часть миллиметрового диапазона длин волн и теории «помогающих видов» 178
- К.И. Чистяков. Способы продвижения магнетрона в коротковолновую часть миллиметрового диапазона длин волн. 182
- А.А. Омиров, К.И. Чистяков. Способы подавления щелевого вида колебаний в коаксиальном магнетроне. 185
- К.Е. Бачурин, Е.А. Воробьева, А.В. Макунин, Н.Г. Чеченин. Рост упорядоченных массивов углеродных нанотрубок на профилированной поверхности. 190

	237
Н.Р. Запотылько, А.А. Катков, И.Н. Полехин. Влияние неплоскостности оптических поверхностей на качество бесклеевого контактного соединения деталей.	194
В.А. Балин, А.А. Ломов, А.Л. Васильев. Применение метода рентгеновской адсорбционно-дифракционной порометрии в диапазоне длин волн 0,071 – 0,194 нм к пористым кремниевым структурам.	199
А.А. Егоров, И.С. Монахов. Определение дебаевской температуры сплавов систем Fe-Cr и Fe-V.	204
Ю.В.Балакшин, С.А. Голубков, Н.Н. Егоров, И.А. Иванов, А.С. Патракеев, Д.В.Петров, В.С.Черныш, А.А. Шемухин. Модификация свойств структуры «кремний-на-сапфире» методом ионной имплантации.	210
Ю.В.Балакшин, А.С. Патракеев, Д.В.Петров, В.С.Черныш, А.А. Шемухин, П.Н.Черных, А.В. Назаров. Ускорительный комплекс на энергии ионов до 500 кэВ.	213
В.В. Азарова, В.В.Фокин. К вопросу о влиянии процедуры доокисления на параметры тонких пленок TiO ₂ и Ta ₂ O ₅ .	217
Е.В. Грызлова, А.Н. Грум-Гржимайло, А.С. Битюцкая, С.И. Страхова. Угловые распределения фотоэлектронов в последовательной трёхфотонной двойной ионизации неона.	222
Е.В. Грызлова, А.Н. Грум-Гржимайло, М.Н. Хаердинов, С.И. Страхова. Ионизация атомов водорода, помещенных в фуллереновую оболочку, интенсивными фемтосекундными импульсами вакуумно-ультрафиолетового излучения.	226
Алфавитный указатель авторов	233

Труды

ХII Межвузовской научной школы
молодых специалистов
"Концентрированные потоки энергии
в космической технике
электронике, экологии и медицине"

Под редакцией
Профессора Б.С. Ишханова и профессора Л.С. Новикова

Ответственный за подготовку сборника к печати
доцент Э.И. Кэбин

Работа поступила в ОНТИ 20.10.2011 г.

Тираж 100 экз.

Отпечатано в типографии "КДУ"
Тел./факс: (495) 939-40-36
E-mail: press@kdu.ru