



ВСЕРОССИЙСКАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ  
«ФИЗИКА НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ»  
ФНТП-2014

Том 1  
20 - 23 мая 2014 года  
Сборник материалов

2014

Российская академия наук  
Академия наук Республики Татарстан  
Министерство образования и науки Республики Татарстан  
Научный совет РАН по комплексной проблеме «Физика  
низкотемпературной плазмы»  
ФГБУН «Объединенный институт высоких температур» РАН  
ФГБУН «Институт металлургии и материаловедения им. А.А. Байкова» РАН  
ФГБУН «Институт нефтехимического синтеза им. А.В. Топчиева» РАН  
ОАО «Татнефтехиминвест-холдинг»  
ФГАОУ ВПО «Московский физико-технический институт  
(Государственный университет)»  
ФГБОУ ВПО «Казанский национальный исследовательский  
технологический университет»  
ФГБОУ ВПО «Казанский национальный исследовательский технический  
университет им. А.Н.Туполева»

ВСЕРОССИЙСКАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ  
«ФИЗИКА НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ»  
ФНТП-2014

Том 1

20 - 23 мая 2014

Сборник материалов

Казань  
Издательство КНИТУ  
2014

УДК 533.9

Всероссийская конференция «Физика низкотемпературной плазмы» ФНТП-2014 : сборник материалов : в 2 т. Т. 1; М-во образ. и науки России, Казан. нац. исслед. технол. ун-т. – Казань : Изд-во КНИТУ, 2014. – 374 с.

ISBN 978-5-7882-1578-5

ISBN 978-5-7882-1579-2 (т. 1)

Представлены материалы Всероссийской (с международным участием) конференции «Физика низкотемпературной плазмы» ФНТП-2014 в 2 томах и Международной научной школы молодых ученых и специалистов «Плазменные технологии в исследовании и получении новых материалов», где отражены новые направления работ по физике низкотемпературной плазмы.

Представляет интерес для специалистов, инженеров, молодых ученых и студентов в области физики низкотемпературной плазмы.

**Редакционная коллегия:**

Абдуллин И.Ш. – проректор по научной работе КНИТУ, председатель

Гайнуллин Р.Н. – профессор КНИТУ, секретарь

Шаехов М.Ф. – профессор КНИТУ

ISBN 978-5-7882-1579-2 (т. 1)

ISBN 978-5-7882-1578-5

© Казанский национальный исследовательский  
технологический университет, 2014

**PLENARY SESSION**  
**ПЛЕНАРНЫЕ ДОКЛАДЫ**

**ГЕНЕРАЦИЯ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ В БОЛЬШИХ  
ВАКУУМНЫХ ОБЪЕМАХ И ЕЕ ПРИМЕНЕНИЯ**

**Коваль Н.Н.<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup>*Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Институт сильноточной электроники Сибирского отделения Российской  
академии наук, Россия, 634055, Томск, пр-т Академический 2/3;*

<sup>2</sup>*Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение  
высшего профессионального образования «Национальный исследовательский  
Томский государственный университет», Россия, 634050, Томск,  
пр-т Ленина 36, [koval@opee.hcei.tsc.ru](mailto:koval@opee.hcei.tsc.ru)*

Рассмотрены устройства и принципы генерации однородной низкотемпературной плазмы в несамостоятельных дуговых и тлеющих разрядах при давлении  $(0,1) \text{ Па}$  в объемах  $(0,1 - 1) \text{ м}^3$ . Использование комбинации накаливаемого и полого катодов позволяет инициировать и поддерживать разряд с токами в десятки-сотни ампер при напряжениях горения десятки-сотни вольт в режимах без образования катодного пятна. Это в свою очередь позволяет генерировать однородную газоразрядную плазму с концентрацией  $10^9 - 10^{11} \text{ см}^{-3}$  в значительных вакуумных объемах.

Приведены примеры использования такой плазмы для реализации комплексных процессов модификации поверхности материалов и изделий, включая очистку и активацию поверхности, азотирование на глубину в десятки-сотни микрометров и плазменно-ассистированное напыление сверхтвердых наноструктурированных функциональных покрытий на поверхность материалов и изделий. Описаны опытные автоматизированные ионно-плазменные установки для реализации таких процессов.

Кроме того, показано, что на основе созданной в больших объемах плотной низкотемпературной плазмы можно создавать эффективные эмиттеры электронов для генерации пучков большого сечения.

Приведены примеры электронно-пучковых установок с плазменными катодами для генерации импульсно-периодических пучков с токами в десятки-сотни ампер при длительностях импульсов в десятки-сотни микросекунд и ускоряющих напряжениях в десятки-сотни киловольт.

Показано, что обработка поверхности материалов такими пучками позволяет производить ее модификацию (электронно-пучковое выглаживание, закалку, измельчение структуры), существенно улучшая физико-химические, прочностные, трибологические и другие свойства поверхностного слоя. Разрабатываемое электронно-ионно-плазменное оборудование и реализуемые с его использованием процессы, перспективны для повышения срока службы материалов и изделий.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (проект №14-08-00997-а, №13-08-98108-р\_сибирь\_а)

# **ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ УПРАВЛЕНИЯ СВОЙСТВАМИ ПОВЕРХНОСТНЫХ СЛОЕВ НЕОРГАНИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО РАЗРЯДА ПОНИЖЕННОГО ДАВЛЕНИЯ**

**Абдуллин И.Ш.**

*Казанский национальный исследовательский  
технологический университет,  
Россия, ул. К.Маркса, д.68, г. Казань, abdullin\_i@kstu.ru*

Как известно, срок службы и надежность изделий во многом определяется состоянием поверхностного слоя, при этом наличие на поверхности трещиноватых и рельефных слоев приводит зачастую к существенному уменьшению срока службы изделий. В настоящее время наиболее применяемыми методами по обработке поверхности являются электрофизические методы. Большинство электрофизических методов обработки модифицируют слои, или создают покрытия, от микронной до миллиметровой толщины. Ряд методов позволяют изменять отдельные свойства нанослоев, но при этом остальные свойства остаются без изменения.

Анализ электрофизических методов модификации показывает, что воздействие на поверхность в них, как правило, осуществляется концентрированными потоками энергии интенсивностью от  $10^3$  К и выше, при энергии ионов (если это методы ионной обработки)  $\sim 10^2$ - $10^3$  эВ и более. В то же время, существует диапазон энергий от 30 до 100 эВ, который не охвачен этими методами, и можно ожидать, что использование низкоэнергетических ионов позволит реализовать процессы щадящей обработки поверхности без нарушения или с улучшением структуры приповерхностных слоев. Потоки ионов в таком диапазоне энергий возможно получать в ВЧ разрядах пониженного давления.

Результаты исследований показывают, что ВЧ плазма пониженного давления позволяет проводить обработку неорганических материалов различной физического природы и структуры: проводящие, полупроводниковые, диэлектрические; металлы и их сплавы; стекла; тонкие пленки, порошковые. С ее помощью можно проводить глубокую очистку и активацию поверхности с удалением дефектных слоев, полировку, упрочнение, наносить и модифицировать тонкопленочные и многослойные покрытия.

Многообразие применений ВЧ плазмы пониженного давления обуславливается некоторыми особенностями, отличающими ее от разрядов, близких по диапазону давлений (тлеющий разряд) или способу ввода энергии (ВЧ индукционный разряд атмосферного давления).

Исследования проводились на ВЧ плазменных установках, состоящих из стандартных блоков и элементов, включающих в себя генератор, ВЧ индуктор и ВЧ электроды, вакуумную систему, систему подачи плазмообразующего газа и диагностической аппаратуры. Изучались свойства разряда в инертных газах (аргон, неон, гелий, криптон) и в смеси аргона с активными газами (кислород,

азот, пропан-бутан, углекислый газ, воздух). Исследования проводились в диапазоне расхода плазмообразующего газа от 0 до 0,2 г/с, при изменении давления от 13 до 133 Па. Мощность в разряде варьировалась от 0,5 до 60 кВт, частота генератора изменялась от 1,76 до 30 МГц. В указанных диапазонах реализованы различные виды ВЧ разрядов: индукционные с соленоидальным индуктором, емкостного типа с кольцевыми и плоскими электродами. Свойства плазмы определялись с помощью диагностического комплекса.

В результате комплексных исследований ВЧ разрядов пониженного давления установлено, что в отличие от других видов газовых разрядов, они характеризуются следующим:

1) поток плазмы, вытекающий из разрядной в рабочую камеру образует плазменную струю длиной до 0,5 м, в которой выделяется до 50% от общей мощности, вкладываемой в разряд. Концентрация электронов в струе на несколько порядков выше, чем она должны быть в распадающейся плазме, и, кроме того, обнаруживается существенное электромагнитное поле;

2) у поверхности тела, помещенного в плазму, образуется слой нескомпенсированного положительного заряда (СПЗ) толщиной, в зависимости от степени термической неравновесности плазмы, от 0,1 до 2 мм. При этом потенциал тела относительно плазмы достигает значений величины 30-100 В;

3) благодаря наличию СПЗ, на поверхность образца поступает слабоинтенсивный ( $0,3 - 25 \text{ А/м}^2$ ) поток низкоэнергетичных (30 – 100 эВ) ионов плазмообразующего газа, который и является основным фактором, воздействующим на свойства поверхностного слоя материала.

При столкновении с поверхностью ионы передают приобретенную кинетическую энергию (30-100 эВ) и энергию рекомбинации атомам кристаллической решетки твердого тела. Это и является основным фактором для реализации процессов глубокой очистки, полировки, повышения усталостной прочности с одновременным наведением остаточных напряжений, создания диффузных и нанодиффузных слоев, нанесение и модификация тонкопленочных покрытий тонкопленочных покрытий.

Разработана математическая модель, описывающая процессы в квазинейтральной плазме, СПЗ и двойном слое. В результате расчетов установлены зависимости основных характеристик плазмы (пространственные распределения электромагнитного поля, концентрации электронов, электронной и газовой температур, энергия ионов и плотность ионного тока на поверхность образца) от параметров установки. Показано, что при энергиях ионов до 100 эВ ионный поток фокусируется на микронеровностях поверхности, следствием чего является избирательный характер плазменной обработки. Обнаруженный эффект является основой реализации перечисленных выше процессов и основным отличием данного вида плазмохимической обработки от других.

С целью разработки способа модификации, позволяющего улучшить качество и надежность изделий машиностроения, проведены исследования взаимодействия ВЧ плазмы пониженного давления с металлами,

диэлектриками, полупроводниками и тонкопленочными структурами. Каждую группу материалов формировали из представителей, наиболее широко применяемых в производстве. Поэтому из металлов выбраны стали коррозионностойкие, жаростойкие, жаропрочные и износостойкие типа Х13, 12Х18Н9Т, 08Х18Т1; стали конструкционные, углеродистые качественные типа сталь 50, сталь 40, сталь 30; титановые сплавы ВТ-1, ВТ-3, ВТ-6, ВТ-8, ВТ-9; легированный чугун, медь типа МОО, латунь, алюминиевые сплавы Д16Т, АМЦ, силумины и специальная проводящая керамика, твердый сплав ВК6-ОМ. Из диэлектриков выбраны неорганические: поликор, ситалл, сапфир, стекла различных марок (КВ, К8, силикатные), кварц, пирекс, галлий-гадолиниевый гранат, искусственный алмаз, – и органические: полиэтилен, полистирол. Из полупроводниковых материалов обработке подвергались кремний, германий, арсенид галлия, которые используются в электронной и микроэлектронной промышленности.

В результате установлено, что с помощью плазмы ВЧ разряда пониженного давления можно реализовать процессы формирования диффузионных слоев до 200 мкм с одновременным получением захороненных слоев атомов, в том числе и инертного газа, Толщина захороненных слоев достигает 20 нм.

При добавлении в плазмообразующий газ реагирующих газов ( $N_2$ ,  $O_2$ ,  $CO_2$ ,  $CH_4$ ,  $C_3H_8+C_4H_{10}$ ) на поверхности титановых сплавов, сталей образуются нитриды, оксиды и карбиды соответствующих металлов, увеличиваются параметры решетки как параметра  $a$ , так и  $c$ . Обнаружена тенденция повышения твердости поверхности после обработки в кислородосодержащей плазме.

ВЧ плазменная обработка значительно ускоряет диффузионные процессы, как из газовой среды в поверхностные слои материала, так и внутри него. Например, процесс азотирования в ВЧ плазме пониженного давления протекает в 8 раз быстрее «классического» печного азотирования. ВЧ плазменная обработка ускоряет также процессы самодиффузии в сталях. Следствием этого является ускорение процессов отпуска и рекристаллизации по сравнению с обычной термической обработкой.

Результаты коррозионных испытаний образцов из сталей и титановых сплавов показали, что в результате воздействия ВЧ плазмы пониженного давления происходит общее увеличение коррозионной стойкости, что объясняется образованием на поверхности модифицированного нанослоя.

В результате обработки вольфрамо-кобальтового сплава струйным ВЧ разрядом пониженного давления в смеси аргона и пропан-бутана образуется модифицированный поверхностный слой толщиной от 70 до 420 нм. Наружный подслой толщиной  $\sim 10$  нм содержит углерод в виде графита, в переходном подслое толщиной от 10 нм до 70-420 нм углерод присутствует в составе карбида вольфрама, в алмазоподобном состоянии и в связях С-Н и С-О-Н.

Детальные исследования с применением фактографического анализа после усталостных испытаний показали, что после плазменной обработки разрушение

начинается с одной стороны, усталостная прочность и предел выносливости возрастает на 25-35% с одновременным увеличением микротвердости на 10% и формированием плавных эпюр сжимающих остаточных напряжений до 200 мкм глубиной, и с одновременным уменьшением шероховатости на 2 класса.

Обработка металлов и сплавов, диэлектриков позволяет эффективно производить очистку и активацию перед нанесением покрытий, что позволяет получать высококачественные покрытия с адгезионной прочностью порядка  $10^9$  Па при температуре, не превышающей 100°C на силуминах.

Принципиальным отличием плазменной полировки металлов, диэлектриков, полупроводников является возможность одновременно с полировкой до 14 класса и выше удалять трещиноватые и рельефные слои, что позволяет существенно повысить усталостную прочность и коррозионную прочность. Полировка диэлектриков позволяет уменьшить коэффициент рассеяния в 1,5-2 раза.

При взаимодействии с полупроводниками уменьшается плотность обратного тока на 50%, повышается пробивное напряжение *p-n* перехода и на 1-2 порядка повышается плотность упаковки.

Процесс получения покрытий с помощью плазмы ВЧ разряда пониженного давления позволяет получать пленки с улучшенными параметрами: повышенной адгезионной прочностью за счет образования диффузного переходного слоя; плотностью приближенной к плотности объемного материала; поверхностью, на которой практически отсутствуют примесные дефекты, микропоры, микротрещины. Покрытия можно наносить как на изделия сложной конфигурации, так и на внутреннюю поверхность трубчатых изделий.

Разработан процесс объемной обработки пористых материалов (силикагеля различных видов сорбентов), позволяющий существенно улучшить их характеристики за счет увеличения удельной пористости и выравнивания процентного содержания различных пор.

В результате проведенных исследований разработан комплекс оборудования и технологий которые внедрены на фирме ДФС (Германия) и РЕСХАУР (Швейцария), пяти медикоинструментальных заводах, КМПО, ГИПО, на фирме Мембран Владистар, на двух предприятиях производящих натуральные ВММ.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты 12-01-00955, 14-01-00755) и Минобрнауки РФ (базовая часть госзадания, проект от 01.02.2014 г. № 2196).

## ЛИТЕРАТУРА

1. И.Ш. Абдуллин, В.С. Желтухин, Н.Ф. Кашапов. *Высокочастотная плазменно-струйная обработка материалов при пониженных давлениях: теория и практика применения* / - Казань : Изд-во Казан. ун-та, 2000. - 348 с. : ил. - ISBN 5-7464-0434-9



# ВЫСОКОЧАСТОТНАЯ ПЛАЗМА И ПЛАЗМОТРОНЫ. КОНСТРУКЦИИ И ПАРАМЕТРЫ ТЕХНОЛОГИИ.

С.В. Дресвин, Ж. Амуру

СПбГПУ 195251, Россия, Санкт-Петербург, Политехническая, 29  
UPMC-ENSCP France

В локладе сделан обзор истории изучения высокочастотных безэлектронных разрядов индукционного и емкостного типов, начиная с первых работ Гитторфа (1882г), Дж. Томсона, Н. Тесла, вплоть до создания первых конструкций разрядных камер, которые уже можно было назвать высокочастотными плазматронами (1959 – 1962 г.г.)

Описаны первые конструкции ВЧИ – плазматронов для аэродинамических испытаний лобовой части ракет, входящих в плотные слои атмосферы.

Дается описание установок для получения особо чистого кварцевого стекла в ВЧИ плазматронах;

плазмохимического синтеза двуокиси титана и двуокиси кремния ;

описание методов очистки и сфероидизации мелких тугоплавких частиц в ВЧИ плазматронах.

Описана конструкция сверхмощного ВЧИ плазматрона для аэродинамического испытания модели космического корабля «Буран»

Дана информация о методах математического моделирования плазмы.

Дается информация о структуре учебного плана специализации «Плазменная техника и технология».

Дается перечень монографий и учебных пособий.

## EXCITED STATES FROM RF PLASMA EXPERIMENTAL STUDIES AND SPECIFIC CHEMICAL PROPERTIES

Jacques AmourouxUPMC-ENSCP France

Serguey DresvinPSU of Saint Petersburg Russia

### Abstract

The goal of our purpose is to point out the unusual chemistry under plasma conditions .we have chosen simple species such as hydrogen atom or molecule and some radicals species which are the key parameters of surface treatment in microelectronic and polymer surface treatment.

From optical emission spectroscopy to fundamental orbital simulations and some specific surface properties we explain what is a *chemical phenomenon* and how to measure the difference from fundamental states and excited states. For that we need measures and scales of reactivity that is why we have developed different concepts connected with usual thermodynamic measures such as electronic affinity, polarisability ,acid base scale,dipole measure with and without electrical field , Bohr radius and volume of excited states,viscosity ,triplet spin state ,homo and lomo orbitals ,and the very important laws of Polanyi ( Nobel Prize) to explain the role of

vibration and rotation states during the electron –atom or molecule interaction in the elementary step of the plasma reaction

In any case we try to demonstrate through our experimental set up the role of these concepts which permit to clarify some results and give us *a tool* to qualify the” *chemistry of a plasma*” and open the way of process such as surface treatment of polymer with specific polar surface properties, depollution process, high purity material .

The plasma chemistry began a tool connected with the quantum mechanics and open the understanding of the specific properties of excited orbitals from atom or radicals ( CF<sub>2</sub>, CH<sub>2</sub>, NH, N<sub>2</sub>, O<sub>2</sub>, etc )

But at last we point out the *unusual main properties* of plasma processes : energy efficiency and sustainable development by low consumption of reagents (10<sup>-6</sup> of the usual chemical process) that is why plasma processes are the best way for gas phase depollution .

## TRANSPORT PHENOMENA AND INSTABILITIES IN LOW TEMPERATURE MAGNETIZED PLASMAS

J.P. Boeuf

LAPLACE, Univ P Sabatier, 118 Route de Narbonne, 31062 Toulouse, France

Email : [jpb@laplace.univ-tlse.fr](mailto:jpb@laplace.univ-tlse.fr)

We present recent studies on rotating instabilities in low temperature plasma devices in crossed electric and magnetic field (EXB) configurations. We will focus on the simple geometry of a cylindrical magnetron discharge and will describe the formation of rotating instabilities as predicted by Particle-In-Cell Monte Carlo Collisions (PIC MCC) simulations.

At pressure in the range 1-10 mtorr, the instabilities are associated with a rotating azimuthal ionization front “rotating spoke”. The rotating spoke is a strong double layer moving towards the higher potential region at a velocity close to the critical ionization velocity, a concept proposed by Alfvén in the context of the formation of the solar system<sup>1,2</sup>. The mechanisms of cross-field electron transport induced by this instability will be described in detail.

At pressure below a few 0.1 mtorr, the plasma may be locally nonneutral and the simulations predict the formation of electron vortices that rotate in the azimuthal direction. These vortices may move between cathode and anode while rotating azimuthally, interact and merge. Similar phenomena have been described experimentally by Kervalishvili<sup>3</sup> and coworkers and have some common features with vortices observed in pure electron plasmas and resulting from the diocotron instability.

### REFERENCES

- [1] J. P. Boeuf and B. Chaudhury, Phys. Rev. Lett. 111, 155005 (2013).
- [2] A. Piel, Adv. Space Res. 10, 7 (1990); N. Brenning, Space Sci. Rev. 59, 209 (1992)
- [3] N.A. Kervalishvili, J. Georgian Geophysical Society 15, 137 2011

# **STRONGLY COUPLED CHARGED DUST SYSTEM UNDER LABORATORY AND MICROGRAVITY CONDITIONS: ORDERED STRUCTURES AND PHASE TRANSITIONS**

**O.F. Petrov, V.E. Fortov**

*Joint Institute for High Temperatures RAS*

*Russia, 129515 Moscow, Izhorskaya 13 bld.2, ofpetrov@ihed.ras.ru*

The charged dust system represent a non-neutral or quasi-neutral systems (dusty plasmas) containing micron-sized particles of a substance with electrical charges up to  $10^2$ - $10^5e$ . As a result of strong interaction, the dust particles may form the ordered structures of liquid and crystal types. The laboratory dusty plasma is the unique object for studying the structures, phase transitions and transport phenomena on the “kinetic level”.

The phase transitions in quasi-two-dimensional dust structures suspended in rf discharge were studied. The experimental results have revealed the existence of hexatic phase as well as solid-to-hexatic phase and hexatic-to-liquid transitions. The spatial distribution of pair interparticle interaction forces was recovered by the original method based on solving the inverse problem using Langevin equations. The measured phase-state points with the theoretical phase diagram of two-dimensional Yukawa system have been obtained.

The formation of ordered structures from large number ( $\sim 10^4$ ) of charged diamagnetic dust particles in a cusp magnetic trap was studied under microgravity conditions on board ISS. The magnetic susceptibility and charge of the particles have been estimated.

The numerical simulations of the lunar plasma-dust exosphere caused by action of solar ultraviolet radiation and the incoming solar wind on the lunar surface have been carried out. The influence of the solar wind flux on the near-surface photoelectron sheath formation as well as conditions of dust levitation above the lunar surface have been analyzed.

This work was partially supported by the Russian Foundation for Basic Research (Projects No. 13-02-01393 and 13-02-12256) and by the Program of the Presidium of RAS “Matter under High Energy Densities”.

## **ЛИТЕРАТУРА**

1. G. Rauhut, P. Pulay. *J.Phys.Chem.* **99** (1995) 3093.
2. J.D. Cox, G. Pilcher. *Thermochemistry of organic and organometallic compounds*. Academic Press, New York, 1970.

# MULTIPLE STEADY-STATE SOLUTIONS IN THE THEORY OF DC GLOW AND ARC DISCHARGES AND SIMULATION OF CATHODE SPOTS

Benilov M. S.

Departamento de Física, Universidade da Madeira, 9000 Funchal, Portugal

benilov@uma.pt

Self-consistent theoretical models of dc glow discharges and plasma-cathode interaction in arc discharges in ambient gas, including the most basic ones, admit multiple solutions existing for the same discharge current. These solutions exist simultaneously with the solution given in textbooks, which describes a discharge mode with a uniform or smooth distribution of current over the cathode surface, and describe modes with various configurations of cathode spots: normal spots on glow cathodes, patterns of multiple spots recently observed on cathodes of glow microdischarges, spots on arc cathodes.

The existence of multiple solutions was hypothesized in 1963 for arc-cathode interaction [1] and derived in 1988 for glow discharges [2]; further references of historical interest can be found in [3] and [4], respectively. However, the central role of multiple solutions was fully realized only in the late 1990s in the theory of arc plasma-cathode interaction. By now, multiple solutions describing diffuse and spot modes of current transfer to cathodes of high-pressure arc discharges have been computed under different conditions by different research groups, validated by an extensive comparison with the experiment, and proved relevant for industrial applications. Most of effort was invested in low-current high-pressure arcs, which are used in high-intensity discharge lamps. Multiple solutions in the theory of glow discharges have started to be systematically computed only recently.

An example of multiple solutions is shown in Fig. 1. In the case of glow discharge,  $\langle j \rangle$  designates the average density of electric current to the cathode surface,  $R$  is the discharge tube radius,  $h$  is the interelectrode distance, and  $U$  is the discharge voltage;  $R$  and  $h$  are radius and height of the cathode and  $U$  is the near-cathode voltage drop in the case of arc cathode. This figure refers to the simplest case where the lateral surface of the glow discharge tube reflects the ions and the electrons, while the lateral surface of the arc cathode is thermally and electrically insulated. In this case, one of the multiple solutions, namely, the one represented by the line NP, is one-dimensional (1D) and describes states with a uniform distribution of current over the electrode surface. The other existing solutions are multidimensional and describe modes with different configurations of cathode spots.

In the case of glow discharge (Fig. 1a), the 1D solution NP describes the Townsend discharge for very low current densities, the abnormal discharge for high current densities, and the unstable discharge with the falling current-voltage characteristic (CVC) for intermediate current densities. This solution is similar to the  $p = 30$  Torr,  $R = h = 0.5$  mm. Data from [4,7]. (b) Cathode of an arc discharge. Ar plasma,  $p = 1$  bar, W cathode,  $R = 2$  mm,  $h = 10$  mm. Data from [8].

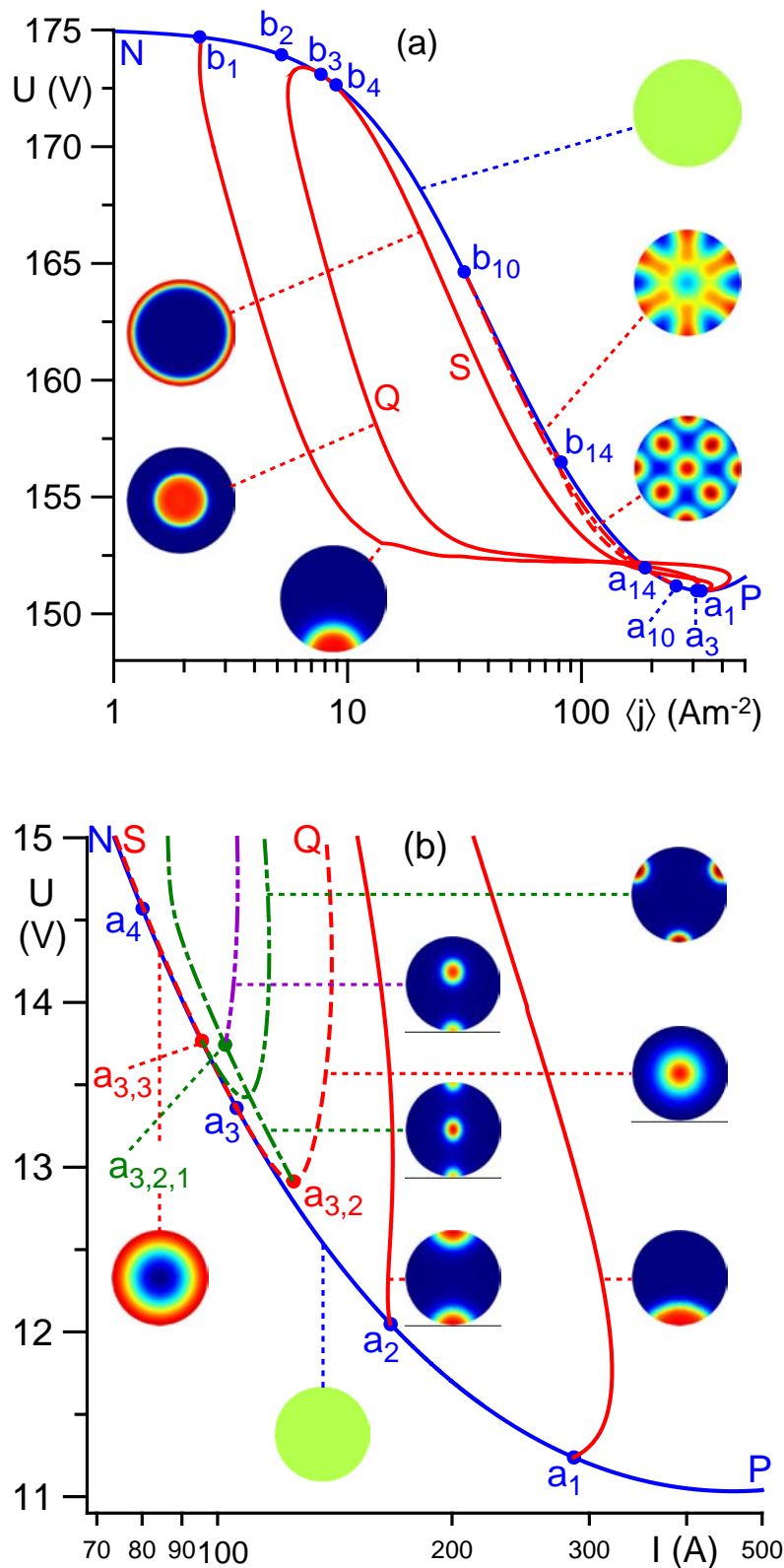


Fig.1. CVCs and schematics of current density distribution over the cathode surface described by different steady-state solutions. (a) Glow discharge. Xe plasma, 2D (axially symmetric) solutions branch off from the 1D solution; 3D solutions branch off from the 1D and 2D solutions. The bifurcation points, i.e., the states where this happens, are marked in Fig. 1 by circles.

Classic solution which is based on a linear approximation of electric field in the near-cathode space-charge sheath and is given in textbooks (e.g., [5,6]). Solutions  $a_1b_1$  and  $a_3Qb_3$  are 3D and 2D, respectively, and describe modes with a normal spot positioned at, respectively, the edge or the center of the glow cathode. Solution  $a_3Sb_3$  is 2D and describes a mode with a ring spot at the periphery of the cathode observed in [10]. Solutions  $a_{10}b_{10}$  and  $a_{14}b_{14}$  are 3D and describe modes with patterns of multiple spots observed recently in glow microdischarges; e.g., [9] and references therein.

In the case of arc-cathode interaction (Fig. 1b), the 1D solution NP describes the diffuse mode of current transfer and is similar to the solution considered in the book [11]. The solution that branches off at the state  $a_1$  is 3D and describes a mode with a spot at the edge of the cathode. The other solutions are unstable in this geometry and do not realize in the experiment.

The mechanism ensuring existence of multiple solutions for both glow and arc cathodes originates in basic processes of the near-cathode space-charge sheath. It follows that basic processes in the near-cathode space-charge sheath are sufficient to produce self-organization. This is a very general mechanism present in all discharges where the near-cathode sheath plays a significant role. It may play a role in appearance of spots or patterns also on cathodes of ac and pulse discharges.

Although the physics of plasma-cathode interaction in dc glow and arc discharges is very different, the overall patterns of multiple solutions shown in Figs. 1a and 1b are remarkably similar. Of course, this is not surprising: in terms of general theoretical physics, near-cathode regions of both discharges represent bistable nonlinear dissipative systems; cathode spots represent self-organization phenomena; hence solutions describing the spots must conform to general trends of self-organization in bistable systems. This allows one to understand multiple solutions in the theory of glow and arc cathodes and different spot patterns described by these solutions within the same framework.

These solutions are important also beyond their usefulness for understanding and modelling cathode spots in dc discharges. The fact that the model of dc glow discharges between parallel electrodes, which is the workhorse of the gas discharge theory and modelling, admits a new class of multidimensional solutions and these solutions are of physical relevance, is by itself surprising and theoretically interesting. These solutions add to understanding of the physics contained even in simple gas discharge equations; another illustration of the richness of the discharge science. Furthermore, understanding of these solutions may be important also in apparently simple situations where multiple solutions are not of primary concern.

The existence of multiple solutions describing different modes of current transfer to electrodes is, of course, not a feature specific for dc discharges: in the case of ac and pulse discharges one can think of multiple nonstationary solutions, one of which varies only in the axial direction (is 1D in space) and describes a spotless mode and the others vary also in transversal directions and describe different self-organized modes. A feature which is specific for dc discharges is the existence of bifurcations of (steady-state) solutions, and this feature, having been predicted theoretically, was

also confirmed experimentally. This feature offers the possibility of a systematic computation of multiple solutions in the cases of both dc glow discharges and arc-cathode interaction. Such approach can be used for understanding and modelling steady-state spots or patterns governed also by other mechanisms, provided that the transition between steady-state modes occurs without temporal oscillations.

This talk is dedicated to a review of multiple solutions in the theory of dc glow discharges and plasma-cathode interaction in arc discharges obtained to date, their systematization, and analysis of their properties and physical meaning. The outline of the talk is as follows. The concept of multiple solutions in the theory of dc glow discharges and plasma-cathode interaction in arc discharges is formalized and properties of these solutions are analyzed on the basis of general trends of the theory of self-organization in bistable nonlinear dissipative systems. Relevant aspects of computation of these solutions are discussed. Typical results of calculations of multiple solutions are shown and compared with trends observed in the experiment. Other topics to be discussed include: transition from self-organized modes of current transfer to modes where current spots represent concentrations of current caused by non-uniformities of the cathode surface; solitary cathode spots; role of Steenbeck's principle of minimum power in modern theory and modelling; examples of apparently simple situations where glow discharges and arc-cathode interaction reveal complex behavior; observations of spots and patterns on electrodes of gas discharges and the first-principle theory and modelling where available; the place of the approach based on multiple steady-state solutions in the theory and modelling of gas discharges; possible directions of future work.

## REFERENCES

1. W.L. Bade, J.M. Yos. *Theoretical and Experimental Investigation of Arc Plasma-Generation Technology*. Part II, Vol. 1: *A Theoretical and Experimental Study of Thermionic Arc Cathodes*. Technical Report No. ASD-TDR-62-729. Avco Corporation, Wilmington, Mass., USA, 1963.
2. M.S. Benilov. *Sov. Phys. - Tech. Phys.* **33** (1988) 1267.
3. M.S. Benilov. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **41** (2008) 144001.
4. P.G.C. Almeida, M.S. Benilov and M.J. Faria. *Plasma Sources Sci. Technol.* **19** (2010) 025019.
5. Yu.P. Raizer. *Gas Discharge Physics*. Springer, Berlin, 1991.
6. M.A. Lieberman, A.J. Lichtenberg. *Principles of Plasma Discharges and Material Processing*. Wiley, New York, 2005.
7. P.G.C. Almeida, M.S. Benilov and M.J. Faria. *IEEE Trans. Plasma Sci.* **39** (2011) 2190.
8. P.G.C. Almeida, M.S. Benilov, M.D. Cunha and M.J. Faria. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **42** (2009) 194010.
9. K.H. Schoenbach, W. Zhu. *IEEE J. Quantum. Electron.* **48** (2012) 768.
10. W. Zhu, P. Niraula. *Plasma Sources Sci. Technol.* **23** (2014) to appear.
11. W. Neumann. *The mechanism of the thermoemitting arc cathode*. Akademie-Verlag, Berlin, 1987.

## ATMOSPHERIC SURFACE-WAVE-SUSTAINED ARGON PLASMA KINETICS

**P. Marinova, M. Pencheva, E. Benova**

*St. Kliment Ohridski University of Sofia, Sofia, Bulgaria*

Argon plasma column sustained by travelling electromagnetic surface wave is theoretically studied by means of a self-consistent model. This model consists of both electrodynamics of the wave propagation and kinetics of the electrons and the heavy particles. Basis of the model are Boltzmann's equation, particles balance equations and Maxwell's equations. The model is applied to the plasma–dielectric–vacuum configuration at atmospheric pressure. Because of the high pressure it is necessary to account for the effect of electron and heavy particles interactions on the wave propagation. Therefore the electron–neutral collision frequency in the expression for the plasma permittivity is considered. Using the full expression for the plasma permittivity in the Maxwell's equations, a complex dispersion equation is obtained. Its solution gives dependences, usually presented through phase and attenuation diagrams. The wave energy balance equation solved together with the electron energy balance equation provides a link between electrodynamics and kinetics. The self-consistent model of plasma sustained by traveling electromagnetic wave at atmospheric pressure allows us to study the influence of the discharge conditions on the plasma properties.

The self-consistent model built up in this way gives the dependence of the electron energy distribution function on the discharge conditions in parallel with the plasma characteristics such as axial distribution of electrons, ions, excited atoms, electron mean energy, and wave characteristics. Influence of the wave frequency on the discharge parameters: plasma density, electron mean energy and electron – neutral collision frequency can be investigated as well.

## ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ МЕХАНИЗМЫ ИНАКТИВАЦИИ МИКРООРГАНИЗМОВ ЗАРЯЖЕННЫМИ ЧАСТИЦАМИ ПЛАЗМЫ

**Акишев Ю.С., Грушин М.Е., Каральник В.Б., Петряков А.В.,  
Трушкин Н.И., Ермолаева С.А., Сысолятина Е.В., Юрова М.А.,  
Мухачев А.А.**

*ГНЦ РФ ТРИНИТИ, Россия, 142190, г. Москва, г. Троицк, ул. Пушкиновых 12*

*NRNU ‘MEPhI’, Russia, 115409, Moscow, Kashirskoe Shosse 31*

*N.F. Gamaleya FSBU RIEM, Russia, 123098, Moscow, Gamaleya Str 18*

*E-mail: [akishev@triniti.ru](mailto:akishev@triniti.ru)*

Важнейшей проблемой клиники инфекционных болезней и медицинской микробиологии является неуклонный рост числа заболеваний, вызываемых антибиотикоустойчивыми штаммами микроорганизмов. Ситуация усугубляется тем, что наряду с расширением спектра неэффективных антибиотиков в отношении классически «проблемных» бактерий, таких как *Staphylococcus* spp, *Pseudomonas* spp, *Burkholderia* spp,



возникают резистентные штаммы микроорганизмов, ранее не представлявших терапевтических проблем, примерами которых являются *Legionellasp*, *Enterococcusspp* др. С другой стороны, способность бактерий образовывать биопленки, в том числе на раневых поверхностях и изделиях медицинского назначения, в которых они намного устойчивее к любым воздействиям, еще более усложняет задачу по деконтаминации.

В такой ситуации необходимы разработка и внедрение в медицинскую практику современных технологий, основанных и на использовании газообразной низкотемпературной плазмы (НТП). Важная особенность НТП состоит в том, что она неравновесна и потому создает большое количество химически активных агентов (заряженные и возбужденные частицы, свободные радикалы, электрические поля и УФ-излучение) при практически комнатной температуре плазмообразующего газа. Интерес биомедицины к НТП обусловлен ее бактерицидными свойствами. Одновременное воздействие всех агентов НТП на микроорганизмы увеличивает интегральный бактерицидный эффект НТП (возможно и за счет синергизма агентов), но при этом сильно усложняет выяснение физико-химических механизмов взаимодействия агентов с разными компонентами клетки, а также механизмов синергизма плазменных агентов. По этой причине указанные механизмы до сих пор практически не выяснены. Отсутствие механизмов бактерицидного действия НТП не позволяет сформулировать требования к плазме, необходимой для решения конкретной биомедицинской проблемы, что сдерживает разработку перспективных плазменных технологий и их внедрение в медицинскую практику.

В общем случае взаимодействие НТП с биомишенями может быть многостадийным вплоть до полного разрушения клетки (лизис). В докладе будет рассмотрена начальная, самая быстрая стадия НТП-инактивации, на которой не успевает развиться стрессовый ответ бактериальной клетки. При этом будет учтено, что основными агентами НТП, воздействующими на биологические мишени, являются ультрафиолетовое излучение (UV), заряженные частицы и электрические поля, ими созданные (E), а также радикалы и другие активные нейтральные частицы (R). Длина поглощения UV намного превышает характерный размер клеток, поэтому оно воздействует одновременно на все (наружные и внутренние) компоненты клетки, что указывает на важность геометрического фактора (отношение площади внешней поверхности клетки к ее объему). R-агенты в отсутствие других поражающих факторов воздействуют в первую очередь на внешние структуры клетки. Заряженные частицы НТП могут оказывать прямое биохимическое действие на клетки, но в определенных условиях более эффективным может оказаться их электрофизическое воздействие.

В докладе будут представлены результаты исследований для случая, когда электрофизическое воздействие является определяющим. При этом будут рассмотрены два предельных случая: 1) электрический заряд откладывается на клетке очень быстро и внутри клетки возникают сильные электрические поля, индуцирующие ее пробой, и 2) электрический заряд откладывается очень

медленно и электрофизический эффект будет определяться изменением сорта отрицательных ионов вблизи внешней стенки клеточной мембраны. Оба указанных эффекта способствуют увеличению проницаемости мембраны для R-агентов плазмы, что может привести к возникновению синергизма при одновременном воздействии на клетку R и E агентами НТП.

На Рис.1. представлены фотографии устройств, использованных в экспериментах по исследованию электрофизических механизмов инактивации микроорганизмов заряженными частицами плазмы.

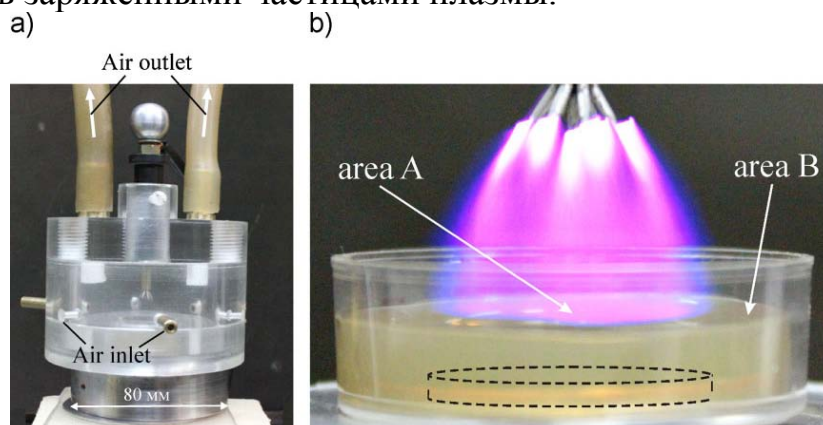


Рис. 1. а) Фото прокачиваемой газоразрядной камеры, в которой расположены электродная система и чашка Петри с микроорганизмами.

б) Изображение чашки Петри, обрабатываемой НТП; область А на агаре обрабатывается UV, R, и E агентами, область В обрабатывается UV и R агентами.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант №14–02–01067, грант №14–02–31490\_мол).

## НЕЛОКАЛЬНЫЕ ЯВЛЕНИЯ И ЭФФЕКТЫ В ПЛАЗМЕ АТОМАРНЫХ И МОЛЕКУЛЯРНЫХ ГАЗОВ

Богданов Е.А., Красильников М.В., Кудрявцев А.А.

Санкт-Петербургский государственный университет, Россия, 198504 ул.

Ульяновская д.3, [akud@ak2138.spb.edu](mailto:akud@ak2138.spb.edu).

Для нахождения функции распределения электронов (ФРЭ), при моделировании газоразрядной плазмы, обычно используется локальное приближение. Это означает, что при решении кинетического уравнения в нем отбрасываются члены с пространственными производными и радиальным полем, а ФРЭ факторизуется в виде произведения

$$f_0(w, r) = n_e(r) f_0^0(w, E/p) \quad (1)$$

В этом приближении распределение электронов по кинетической энергии  $w$  в данной точке пространства  $r$  зависит от локальных значений приведенного продольного поля  $E/p$  и других параметров (температуры газа, концентрации возбужденных частиц и т.п.). Соответственно и пространственное распределение констант скоростей процессов возбуждения и

ионизации определяются профилем  $n_e(r)$ . Эти процессы определяют основные оптические и электрокинетические свойства плазмы.

Привлекательность и широкое распространение локального приближения во многом связаны со значительным упрощением вычислительной процедуры при решении кинетического уравнения Больцмана, которое в этом случае зависит лишь только от одной переменной – от энергии (скорости).

В тех случаях, когда в кинетическом уравнении нельзя пренебречь членами с пространственными градиентами, соответствующую ФРЭ называют нелокальной (см., например, [1,2]), поскольку она определяется значениями физических характеристик (в первую очередь, напряженностей полей) не в данной точке, а в области, определяемой длиной энергетической релаксации  $\lambda_\varepsilon \gg \lambda$  - длины свободного пробега электрона. В функции от полной энергии

$$\varepsilon = w + e\varphi(r) = mV^2/2 + e\varphi(r) \quad (2)$$

(кинетической плюс потенциальной), которая сохраняется на масштабах  $\sim \lambda_\varepsilon$ , такая нелокальная ФРЭ может как зависеть от радиуса, так и не зависеть. В любом случае нелокальная ФРЭ не факторизуется в виде произведения типа (1), для ее нахождения надо знать пространственный профиль потенциала  $\varphi(r)$  и решать кинетическое уравнение, зависящее уже не только от энергии, но и от пространственных переменных (подробнее см., например, [1,2]).

Критерии применимости локального приближения обычно получают стандартным образом из условия малости членов в кинетическом уравнении с производными по координате по сравнению с членами с производными по энергии. Это дает оценку  $R \gg \lambda_\varepsilon$  (см., например, [1,2]), т.е. характерная диффузионная длина  $R$  плазменного объема должна превышать длину релаксации электронов по энергии  $\lambda_\varepsilon$ . Последнюю можно оценить как

$$\lambda_\varepsilon = \sqrt{2D_r\tau_\varepsilon} \quad (3)$$

где  $D_r = V\lambda/3$  - коэффициент свободной диффузии электронов, а время энергетической релаксации

$$\tau_\varepsilon^{-1} = \delta\nu + \nu^* \quad (4)$$

определяется потерями энергии при упругих и неупругих столкновениях (соответствующие частоты  $\nu$  и  $\nu^*$ ). При неупругих столкновениях, сопровождаемых возбуждением уровня с номером  $k$  электрон теряет значительную часть своей энергии, равную порогу возбуждения  $\varepsilon_k$  и релаксирует на одном столкновении. При упругом (квазиупругом) рассеянии релаксация по энергии происходит лишь за много столкновений, соответствующий фактор энергообмена при упругом рассеянии составляет величину  $\delta = \sqrt{2m/M} < 10^{-4}$ , при возбуждении вращательных уровней  $\delta_r = 8B/T \ll 1$ , где  $B$  – вращательная постоянная,  $T$  – температура газа. Как время  $\tau_\varepsilon$ , так и длина  $\lambda_\varepsilon$  зависят от энергии электрона.

При  $\lambda_\varepsilon > R$ , как неоднократно продемонстрировано во многих исследованиях (см., например, [1,2]), использование результатов расчетов ФРЭ

в локальном приближении физически не обосновано и может приводить к грубым ошибкам.

В свою очередь, выполнение условия  $R > \lambda_\varepsilon$  служит основанием для широкого использования локального приближения (1) в практических расчетах.

Поскольку для всех реальных газов обычно выполняется неравенство  $v^* \gg \delta v$ , из (3,4) видно, что длины энергетической релаксации в упругой (где нет неупругих столкновений) и неупругой областях энергий различаются очень сильно.

Так, в упругой области энергий  $\varepsilon < \varepsilon_1$  ( $\varepsilon_1$  - первый порог неупругих процессов) длина

$$\lambda_\varepsilon \approx \sqrt{D_r / (\delta v)} \approx \lambda / \sqrt{\delta} > 100\lambda \quad (5)$$

значительна - более чем на два порядка превышает длину свободного пробега электрона.

В неупругой области  $\varepsilon > \varepsilon_1$ , определяющей процессы возбуждения и ионизации, уже претерпев одно неупругое столкновение электрон за характерное время  $\sim 1/v^*$  теряет значительную часть своей энергии, так что при этом он успевает сместиться лишь на сравнительно малое по сравнению с (5) расстояние

$$\lambda_\varepsilon^* \approx \sqrt{D_r / v^*} \approx \sqrt{\lambda \lambda^*} < (3-10)\lambda \quad (6)$$

( $\lambda^* = 1/(N\sigma^*)$  - длина пробега электронов относительно неупругих процессов). В зависимости от соотношения между сечениями упругих и неупругих процессов ( $\sigma/\sigma^* \approx 10-100$ ), длина  $\lambda_\varepsilon^*$  составляет величину порядка нескольких длин свободного пробега электрона.

Факт сильного различия длин энергетической релаксации в упругой (5) и неупругой (6) областях энергий является принципиальным в тех случаях, когда имеется протяженная упругая область энергий, т.е. область энергий, в которой отсутствуют неупругие столкновения. В первую очередь, к этому случаю относятся атомарные газы, где энергетический зазор  $\varepsilon_1$  значителен и близок к потенциалу ионизации (например, в инертных газах  $\varepsilon_1$  меняется от  $8.3 \text{ eV}$  в *Xe* до  $19.8 \text{ eV}$  в *He*). Поэтому существует большой диапазон давлений, когда при выполнении неравенства  $R > \lambda_\varepsilon^*$  в упругой области энергий сохраняется условие  $\lambda_\varepsilon > R$ . В этом случае, когда к нелокальному «телу» ФРЭ ( $\varepsilon < \varepsilon_1$ ) пришивается локальный «хвостик» при  $\varepsilon > \varepsilon_1$ , использовать локальное приближение (1) для расчета EDF нельзя как упругой ( $\varepsilon < \varepsilon_1$ ), так и в неупругой ( $\varepsilon > \varepsilon_1$ ) области энергий [2]. В [2-4] было установлено, что в атомарных газах локальное приближение для EDF неприменимо до сравнительно высоких давлений  $pR \leq 10 \text{ cmTorr}$ , т.е. практически для всех реально используемых на практике условий диффузного режима гибели заряженных частиц. При этом оказалось, что при повышении давления переход к локальному случаю не осуществляется

плавно от пикированных на оси профилей констант возбуждения в случае «чистой» нелокальности  $\lambda_e^* > R$  к плоским профилям при выполнении  $R > \lambda_e$ . Исследования [2-4] показали, что специфическим проявлением нелокальных свойств EDF в атомарных газах при повышении давления газа является смещение максимума скорости возбуждения от центра к периферии разрядного объема. Поскольку свой уход на стенки электроны «чувствуют» с расстояний  $\sim \lambda_e$  от границ плазменного объема, то даже при высоких давлениях (вплоть до  $pR < 100 \text{ cmTorr}$ ) вблизи стенок могут наблюдаться аномальные распределения профилей возбуждения в виде пристеночного пика-сателлита [2,3].

В отличие от атомарных, в молекулярных газах порог неупругих процессов  $\varepsilon_1$  настолько мал, что на практике можно считать, что при всех энергиях релаксация электронов определяется неупругими процессами возбуждения всевозможных колебательных и электронных состояний молекул. Причиной этого является не только более низкое расположение электронных термов молекул, но, главным образом, переходы за счет неупругих столкновений электронов со всевозможными колебательными уровнями молекул. Действительно, даже для наиболее эффективного непрямого (через образование нестабильного отрицательного иона) механизма колебательного возбуждения, величина эффективного порога  $\varepsilon_1^v$ , хотя и превышает энергию колебательного кванта  $\varepsilon_v$ , составляет величину лишь от одного до двух электрон-вольт (например, в азоте  $\varepsilon_v \approx 0.3 \text{ eV}$ ,  $\varepsilon_1^v \approx 1.7 \text{ eV}$ ). При этом суммарные сечения колебательного возбуждения велики и всего лишь в несколько раз меньше сечений упругого рассеяния [2]. Поэтому в области энергий колебательного возбуждения длина (6) по порядку величины соответствует длине свободного пробега электронов, так что критерием применимости локального приближения здесь будет являться условие  $R > \lambda_e^* \approx \lambda$ . Другими словами, в молекулярных газах из условия применимости диффузионного приближения  $R > \lambda$  следует, что для нахождения ФРЭ можно использовать локальное приближение.

Перечисленные обстоятельства привели к формированию в литературе достаточно устойчивой точки зрения о том, что начиная уже с достаточно низких давлений (как только  $R > \lambda_e^* \approx \lambda$ ), ФРЭ (и константы соответствующих скоростей процессов возбуждения и ионизации) в молекулярных газах можно рассчитывать в локальном приближении (1).

Тем не менее, выполненные полномасштабные симуляции положительного столба тлеющего разряда в молекулярных газах ( $O_2$ ,  $N_2$ ) в широком диапазоне давлений [4] показали, что это не так. На периферии разряда, где амбиполярное поле превышает продольное, даже при выполнении условия  $R \gg \lambda_e^*$  профили констант возбуждения различных колебательных и электронных состояний определяются не только величиной продольного, но также и амбиполярного поля и могут возрастать от центра к периферии. Пространственные распределения скоростей возбуждения шире профилей концентрации электронов и могут иметь немонотонные зависимости с максимумом не в

центре трубки, где концентрация электронов максимальна, а на ее периферии. Причем чем выше уровень (чем больше энергетический зазор, который необходимо преодолеть электрону для совершения неупругого процесса), тем больше влияние поперечной диффузии и радиального поля, т.е. нелокальные эффекты в формировании EDF проявляются все более отчетливо.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Tsendin L.D. *Plasma Source Sci. Technol.* **4** (1995) 200.
2. А.А. Кудрявцев, А.С. Смирнов, Л.Д. Цендин. *Физика тлеющего разряда*. Лань, СПб., 2010.
3. L. D. Tsendin, E. A. Bogdanov, A. A. Kudryavtsev. *Phys. Rev. Lett.* **94** (2005) 015001.
4. Богданов Е.А., Кудрявцев А.А. *ЖТФ*. **79** (2009) 48.

### ДИФфузные РАЗРЯДЫ В ГАЗАХ ПОВЫШЕННОГО ДАВЛЕНИЯ, ФОРМИРУЕМЫЕ ЗА СЧЕТ УБЕГАЮЩИХ ЭЛЕКТРОНОВ, И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ

Тарасенко В.Ф.

Институт сильноточной электроники СО РАН,  
пр. Академический, 2/3, Томск, 634055, Россия. E-mail: VFT@loi.hcei.tsc.ru

Исследования атмосферных и лабораторных разрядов проводятся с давних времен. К настоящему времени в этой области физики накоплены обширные знания. Описание различных типов и режимов импульсных и стационарных разрядов можно найти в многочисленных статьях, обзорах и монографиях, см. например, [1]. Однако исследования в этой области продолжаются и в настоящее время, что обусловлено широким применением лабораторных разрядов и сложностью физических процессов, происходящих в промежутке и на электродах. В последние годы значительное внимание стало уделяться диффузным разрядам повышенного давления в неоднородном электрическом поле, в формировании которых существенную роль играют убегающие электроны (УЭ) и рентгеновское излучение (РИ), см. [2-5] и ссылки в этих работах. Однако во многих режимах разрядов при повышенных давлениях роль УЭ и РИ ранее не учитывалась [1]. Это связано со сложностью измерений параметров пучков УЭ и их малой длительностью [6,7].

В данном докладе приведены результаты исследований объемных (диффузных) разрядов, инициируемых пучком электронов лавин (ОРИПЭЛ), и их применений.

При проведении исследований при напряжениях на промежутке в сотни киловольт и частотах следования импульсов до 1 Гц использовались генераторы типа SLEP и RADAN. Фронт импульса напряжения мог изменяться от 0.1 до 1 нс, а его длительность на согласованной нагрузке от 0.1 до 4 нс.

Данные генераторы формировали импульсы напряжения как отрицательной, так и положительной полярности.

В импульсно-периодическом режиме использовались генератор FPG-10 с положительной полярностью импульса напряжения, а также генераторы FPG-60 и NPG-15/2000N с отрицательной полярностью. Длительности импульса напряжения и его фронта составляли, соответственно, 1 и 0.2 нс (FPG-10), 5 и 2.5 нс (FPG-10), 6 и 3 нс (NPG-15/2000N). При амплитуде импульса напряжения в десятки киловольт частота следования импульсов достигала единицы кГц.

Разрядный промежуток был образован потенциальным электродом с малым радиусом кривизны и плоским электродом, который был заземлен. Длина промежутка могла изменяться от единиц миллиметров до 7 см. Разрядная камера заполнялась различными газами (азот, воздух, аргон, гелий, неон, криптон, ксенон, водород, SF<sub>6</sub>, CH<sub>4</sub>) и их смесями. В ряде экспериментов исследуемый газ прокачивался через разрядный промежуток. Импульсы напряжения регистрировались с помощью емкостных и омических делителей, импульсы тока через промежуток с помощью шунтов на чип-резисторах и полосковых линиях. За анодом из тонкой фольги измерялся пучок УЭ (сверхкороткий лавинный электронный пучок – СЛЭП [2]), а также РИ. Свечение разряда из промежутка фотографировалось четырехканальной ССД камерой HSFC-PRO и фотоаппаратом SONYA100, а также регистрировалось скоростным фотодиодом PD025. Интегральные спектры излучения снимались спектрографом EPP-2000C (Stellar-NetInc.). Электрические импульсы регистрировались скоростными осциллографами, в том числе DSA 72504D (25 GHz, 100 GS×s<sup>-1</sup>).

Проведенные исследования показали, что в зависимости от амплитуды импульса напряжения, его длительности и фронта, сорта и давления газа, межэлектродного зазора и конструкции электрода с малым радиусом кривизны в широком диапазоне экспериментальных условий формируется ОРИПЭЛ. Было установлено, что ОРИПЭЛ формируется как при положительной полярности электрода с малым радиусом кривизны, так и при отрицательной. Начальной стадией ОРИПЭЛ является диффузный коронный разряд, а после спада напряжения на промежутке ОРИПЭЛ переходит в аномальный тлеющий разряд. На рис. 1 показаны фотографии ОРИПЭЛ в азоте, воздухе и аргоне при различных давлениях.

Удельный энерговыход в различных газах при использовании генераторов SLEP и RADAN составляет сотни МВт/см<sup>3</sup>, а концентрация электронов в гелии ~10<sup>16</sup> и в азоте ~10<sup>14</sup> см<sup>-3</sup> [8]. При увеличении амплитуды импульса напряжения и его длительности, а также давления газа, или(и) уменьшении межэлектродного зазора наблюдается контрагирование ОРИПЭЛ.

Формирование диффузного разряда при повышенных давлениях различных газов и отрицательной полярности электрода с малым радиусом кривизны обусловлено генерацией УЭ у катода и в промежутке. В этих условиях также легко зарегистрировать РИ из промежутка и анода.

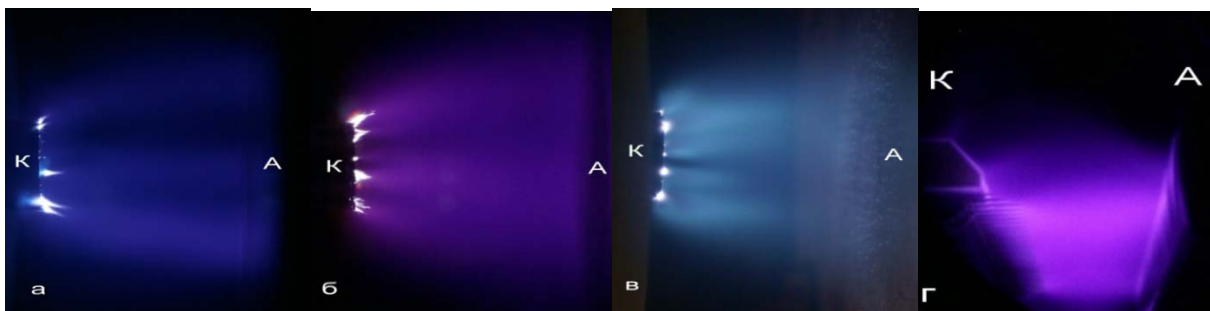


Рис. 1. Фотографии разряда между трубчатым (а,б,в) и игольчатым (г) катодам в азоте (а,б,г) и аргоне (в). (а) - межэлектродный зазор  $d = 13$  мм, давление  $p = 2$  атм. (б) -  $d = 16$  мм,  $p = 1$  атм. (в) -  $d = 13$  мм,  $p = 0.5$  атм. (г) -  $d = 20.5$  мм,  $p = 30$  Торр, частота импульсов 1 кГц, прокачка азота со скоростью 4 м/с.

На рис. 2 показаны характерные осциллограммы импульсов напряжения на промежутке, тока через промежуток, который на его фронте состоит из емкостного тока «холодного» диода, динамического емкостного тока и тока проводимости, а также тока СЛЭП, измеренного за анодом из Al фольги коллектором.

СЛЭП за анодом из фольги регистрируется на фронте импульса тока через промежуток при напряжении на промежутке близко к максимальному.

При положительной полярности электрода с малым радиусом кривизны в предыонизации разрядного промежутка, как мы предполагаем, существенную роль играет характеристическое излучение из газа за счет быстрых электронов [9]. Быстрые электроны вначале возникают в усиленном электрическом поле у анода с малым радиусом кривизны, а при движении волны ионизации от анода к катоду в усиленном поле у фронта волны ионизации.

Для формирования ОРИПЭЛ при повышенных частотах необходимо использовать наносекундные генераторы со сравнительно малыми энергиями в импульсе или прокачивать рабочий газ через промежуток. На рис. 1в показана фотография ОРИПЭЛ при частоте следования импульсов 1 кГц. Межэлектродный зазор равнялся 20.5 мм, длина светящейся области 35 см. На катод из иголок подавались импульсы отрицательной полярности.

ОРИПЭЛ в различных режимах был использован для модификации и очистки от углерода поверхностей различных металлов (меди [10], AlBe фольги и стали). Измерение электрофизических параметров эпитаксиальных пленок КРТ после воздействия ОРИПЭЛ показало, что в приповерхностном слое эпитаксиальных пленок образуется слой, проявляющий n-тип проводимости [11]. ОРИПЭЛ был использован для создания лазеров на атомарных и молекулярных переходах, в том числе была получены КПД близкие к предельным [12]. Данный тип разряда также был применен для получения мощного ВУФ и УФ излучения в эксилампах [13].



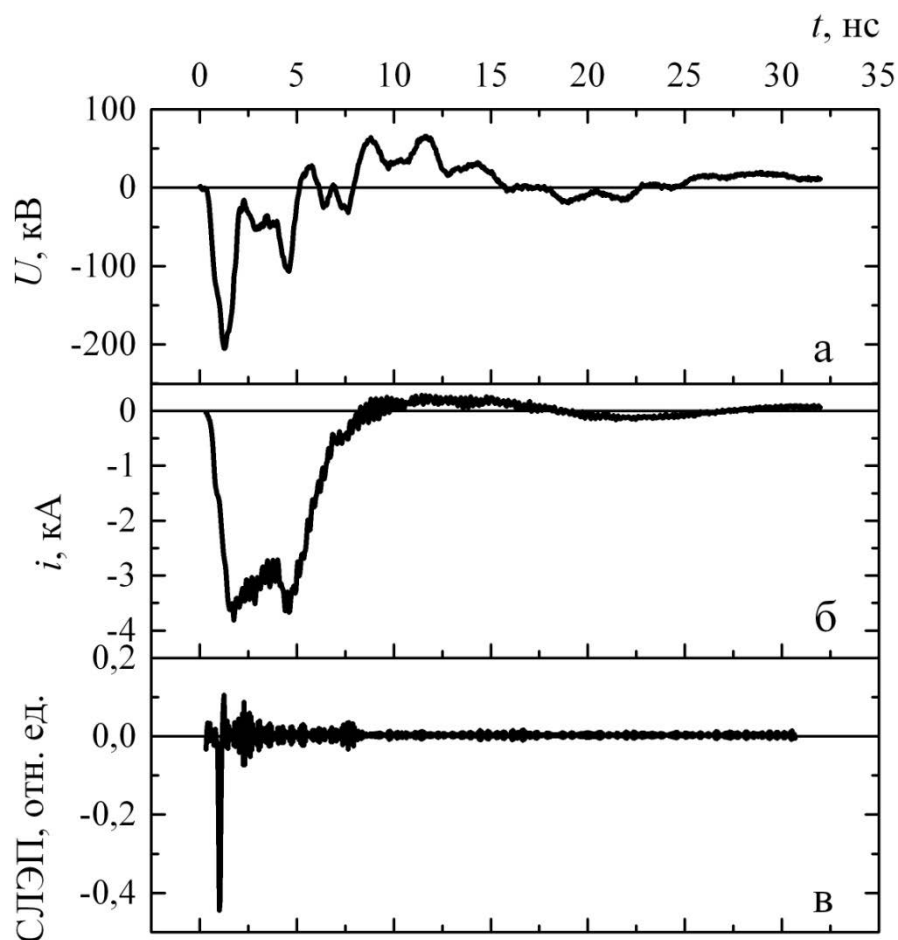


Рис. 2. Осциллограммы импульсов напряжения на промежутке, тока через промежутки и СЛЭП в  $\text{SF}_6$ . Генератор RADAN-220,  $d = 13$  мм,  $p = 2$  атм.

Автор доклада выражает глубокую благодарность сотрудникам лаборатории оптических излучений М.И. Ломаеву, Е.Х. Бакшту, Д.В. Рыбке, И.Д. Костыре, А.Г. Бураченко, М.А. Шулепову, Д.А. Сорокину, Д.В. Белоплову вместе с которыми были получены результаты, представленные в данной работе.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №12-08-00105-а.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Ю.П. Райзер. *Физика газового разряда*. Издательский Дом «Интеллект», Долгопрудный, 2009.
2. V.F. Tarasenko, E.Kh. Baksht, A.G. Burachenko, I.D. Kostyrya, M.I. Lomaev, D.V. Rybka. *Plasma Devices and Operation*. **16** (2008) 267.
3. E.H. Baksht, A.G. Burachenko, I.D. Kostyrya, M.I. Lomaev, D.V. Rybka, M.A. Shulepov, V.F. Tarasenko. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **42** (2009) 185201.
4. D. Levko, Ya.E. Krasik, V.F. Tarasenko. *Internat. Rev. Physics*. **6** (2012) 165.
5. T. Shao, V.F. Tarasenko, C. Zhang, E.Kh. Baksht, D. Zhang, M.V. Erofeev, C. Ren, Yu.V. Shut'ko, P. Yan. *J. of Appl. Phys.* **113**(2013) 093301.

6. В.Ф. Тарасенко. *Физика плазмы*. **37** (2011) 444.
7. V.F. Tarasenko, D.V. Rybka, A.G. Burachenko, M.I. Lomaev, E.V. Balzovsky *Rev. Sci. Instrum.* **83** (2012) 086106.
8. В.Ф. Тарасенко, Е.Х. Бакшт, М.И. Ломаев, Д.В. Рыбка, Д.А. Сорокин. *ЖТФ*. **83**, 8 (2013) 29.
9. А.В. Козырев, В.Ф. Тарасенко, Е.Х. Бакшт, Ю.В. Шутько *Письма в ЖТФ*. **37**, 22 (2011) 26.
10. М.А. Шулепов, В.Ф. Тарасенко, И.М. Гончаренко, Н.Н. Коваль, И.Д. Костыря. *Письма в ЖТФ*. **34**, 7 (2008) 51.
11. А.В. Войцеховский, Д.В. Григорьев, А.Г. Коротаев, А.П. Коханенко, А.С. Петерс, В.Ф. Тарасенко, М.А. Шулепов. *Успехи прикладной физики*. **1** (2013) 333.
12. П.О. Вильтовский, М.И. Ломаев, А.Н. Панченко, Н.А. Панченко, Д.В. Рыбка, В.Ф. Тарасенко. *Квантовая электроника*. **43** (2013) 605.
13. С.В. Автаева, О.С. Жданова, А.А. Пикулев, Э.А. Соснин, В.Ф. Тарасенко. *Новые направления в научных исследованиях и применении эксиламп*. STT, Томск, 2013.

## ГЕНЕРАЦИЯ КЛАСТЕРНЫХ ПУЧКОВ В ПЛАЗМЕ ДЛЯ НАНОТЕХНОЛОГИИ

Б.М.Смирнов

Объединенный Институт Высоких Температур, Ижорская 13/19, Москва  
125412 [bmsmirnov@gmail.com](mailto:bmsmirnov@gmail.com)

### **Введение.**

Пучки металлических кластеров используются для создания специфических материалов путем напыления кластеров на поверхность. Приведем два примера такого рода. С давних времен покрытые серебром сосуды используются для обеззараживания воды. Исследования последних лет [1] показали механизм действия серебра в конкретных случаях – микроб обволакивает неоднородность серебряной поверхности, прилипая к ней. Активные концы микробов, построенные на основе  $\text{NO}_2$ , вступают в химическую реакцию, что приводит к их разрушению. При этом оптимальный размер неоднородностей находится в пределах 1 -10 нм, что соответствует типичному размеру кластеров в кластерных пучках.

Другой пример относится к использованию кластеров золота в качестве катализатора. Кластеры золота, состоящие из 10-20 атомов, которые прикрепляются к поверхности ряда окислов, являются катализатором при окислении  $\text{CO}$  до  $\text{CO}_2$  в атмосферном воздухе [2,3]. Этот процесс происходит при комнатной температуре (см. рис.1), так что данный катализатор может быть использован в разных приложениях, включая автомобильные фильтры. Стабилизация молекулы  $\text{CO}$  при прилипании к кластеру золота определяется процессом зарядки кластера с переходом электрона с подложки [4,5], что и определяет низкую температуру процесса.

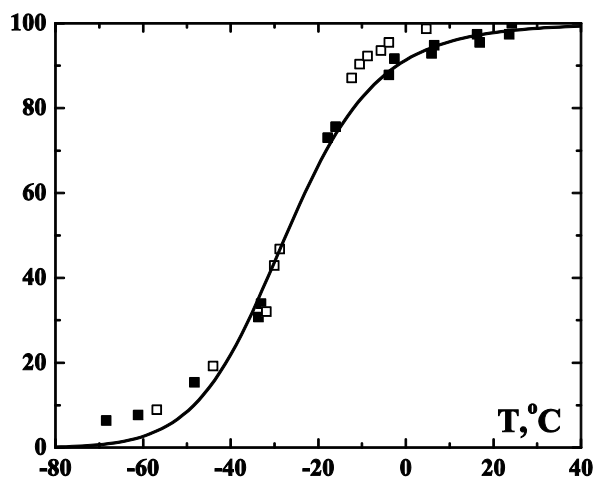


Рис.1. Вероятность окисления CO до CO<sub>2</sub> при прохождении потока воздуха с молекулами CO через катализатор, содержащий кластеры золота.

Наноматериалы рассматриваемого типа могут быть приготовлены путем напыления кластерного пучка на поверхность. Имеются разные методы генерации кластерных пучков [6], наиболее распространенными среди которых являются расширение пучка газа или пара после прохождения через сопло [7], а также лазерный метод [8], используемый при генерации кластерных пучков тугоплавких металлов для исследовательских целей. На самом деле, оптимальный метод генерации кластеров зависит от задачи, для которой используется кластерный пучок. В частности, для приготовления металлических пленок, содержащих не более нескольких атомных слоев, используется магнетронный разряд (например, [9]), что удобно также в силу промышленного производства магнетронных источников кластерных пучков. Ниже будет представлен экономный генератор металлических кластеров, где кластеры образуются при нуклеации металлического пара, возникающего в результате действия свч-разряда на металлическую частицу, размер которой составляет доли мм. Этот метод следует из эксперимента [10], в котором наблюдался процесс образования кластеров алюминия. Однако, важным элементом генератора кластерного пучка является согласование его элементов, поскольку оптимальные выходные параметры реализуются только в определенной области параметров генератора. Это согласование выполнено для рассмотренного ниже генератора металлических кластеров [11].

#### **Экономный генератор пучков металлических кластеров.**

На рис.2 представлена схема рассматриваемого генератора металлических кластеров. Металлическая частица размера в сотни микрон повисает во встречном потоке аргона и испаряется под действием свч-разряда. При этом вес частицы уравнивается силой трения частицы в движущемся газе. По мере испарения частицы это равновесие смещается вверх в конусообразной камере, где скорость потока ниже. В результате металлическая

частица находится в поле действия свч-разряда, пока ее масса не уменьшится на два порядка величины. При этом электрический ток разряда проходит через металлическую частицу и нагревает ее, поскольку проводимость частицы относительно велика. Испарение частицы приводит к образованию свободных атомов металла, и уже недалеко от поверхности частицы давление атомного пара металла становится меньше давления насыщенного пара, и избыток атомов превращается в кластеры.

В процессе роста кластеров металла изменяются режимы роста кластеров из пара или газа, а характер эволюции кластеров зависит от других процессов с участием кластеров[12 – 14]. В частности, на рис.3 приводится энергетический баланс частицы, нагретой в результате протекания через нее электрического тока свч-разряда. Как видно, характерные мощности свч-разряда для генерации металлических кластеров значительно меньше используемой в свч-чайниках, а полная интенсивность выходного кластерного пучка при использовании в каждый момент времени только одной частицы сравнима с интенсивностью кластерного пучка для магнетронного источника кластеров.

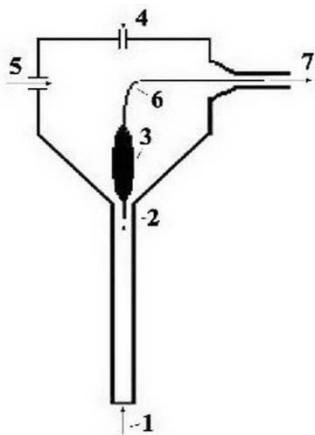


Рис.2. Генератор металлических кластеров при возбуждении микронной металлической частицы в свч-разряде. 1 – поток аргона, 2 – разрядная камера, 3 – область нахождения металлической частицы, 4 – ввод частиц, 5 – дополнительный поток аргона, 6 – область роста кластеров, 7 – выходной кластерный пучок.

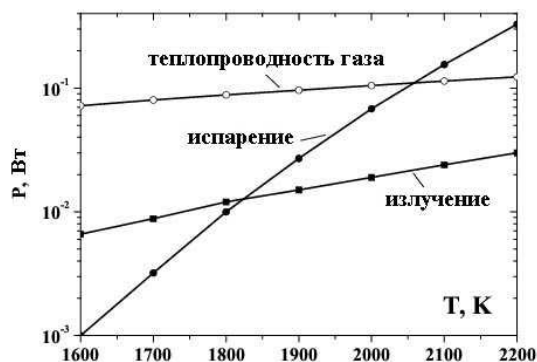


Рис.3. Каналы баланса энергии для нагретой частицы серебра радиуса 100 мкм.

### Литература

1. K.Nomiya, A.Yoshizawa, K.Tsukagoshi et al. *J. Inorg. Biochem.* **98** (2004) 46.
2. M. Haruta. *Catal. Today* **36** (1987) 153.

3. G.C. Bond, C. Louis, D.T. Thompson. *Catalysis by Gold*. World Scientific, Singapore, 2006.
4. R.S.Berry, B.M.Smirnov. *EPL***97** (2012) 63003.
5. R.S.Berry, B.M.Smirnov. *Phys.Rep.* **527**(2013) 205.
6. B.M.Smirnov. *Phys.Usp***46** (2003) 589.
7. W.Z.Henkes. *Naturforsch.***A16** (1961) 842.
8. R.E.Smalley. *Laser Chem.* **2**(1983) 167.
9. P.V.Kashtanov, B.M.Smirnov, R.Hippler. *Phys.Usp.* **50** (2007) 455.
10. B.M.Smirnov. *EPL***97** (2012) 33001.
11. A.Klimov, V.Biturin, A.Grigorenko et al. *AIAA Pap.* **8** (2011) 3285.
12. B.M.Smirnov. *Cluster and Small Particles in Gases and Plasmas*. Springer NY, New York, 1999.
13. B.M.Smirnov. *Cluster Processes in Gases and Plasmas*. Wiley, Berlin, 2010.
14. B.M.Smirnov. *Nanoclusters and Microparticles in Gases and Vapors*. DeGruyeter, Berlin, 2012.

## НАРАБОТКА ХИМИЧЕСКИ АКТИВНЫХ ЧАСТИЦ В ХОЛОДНЫХ ПЛАЗМЕННЫХ СТРУЯХ

Найдис Г.В.

Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, 125412.  
gnaidis@mail.ru

В последнее время активно изучается перспективный метод создания холодной (сильно неравновесной) плазмы атмосферного давления с помощью газоразрядных устройств, генерирующих плазменные струи. В этих устройствах плазмообразующий (инертный) газ прокачивается через области импульсно-периодических барьерных или коронных разрядов внутри тонких диэлектрических трубок, что приводит к формированию плазменной струи, выпускаемой в окружающую атмосферу. Сочетание низкой температуры газа (близкой к комнатной) и высоких концентраций химически активных частиц в плазменной струе обуславливает эффективность ее использования в биомедицинских приложениях [1-4].

В типичных режимах работы генераторов плазменных струй, при частотах повторения импульсов приложенного напряжения в килогерцовом диапазоне, наблюдается формирование в области разряда и быстрое движение вдоль струи плазменных сгустков – “плазменных пуль”. Подробные экспериментальные и теоретические исследования установили природу этих сгустков, представляющих собой волны ионизации – стримеры [5,6]. Благодаря наличию области сильного электрического поля во фронте волны (в головке стримера), образование химически активных частиц в реакциях ионизации, диссоциации и возбуждения молекул газа электронным ударом происходит не только в области разряда внутри трубки, но и вдоль всей струи. Таким образом,

короткоживущие активные частицы генерируются в непосредственной близости к обрабатываемому объекту.

Для приложений большое значение имеет информация о химическом составе плазмы струи. К настоящему времени экспериментальные данные получены лишь для немногих из сортов частиц [7]. В этой связи важную роль играют результаты, полученные методом численного моделирования. В данной работе представлены расчетные данные по составу плазмы для типичных режимов работы генераторов плазменных струй.

Расчет распространения стримера вдоль струи основан на совместном решении двумерных (осесимметричных) нестационарных уравнений баланса для компонентов плазмы и уравнения Пуассона для электрического поля, с учетом неоднородности состава газовой смеси, как вдоль, так и поперек струи, обусловленной смешением плазмообразующего газа (гелия с добавками воздуха) с окружающим воздухом. Пространственные распределения мольных долей гелия и воздуха в струе определяются путем решения системы уравнений газодинамики (непрерывности, импульса и диффузии) [8].

На рисунке 1 приведена скорость стримера как функция аксиальной координаты  $z$  при разных значениях приложенного напряжения  $U$  и мольной доли воздуха  $X_{0\text{ air}}$  в плазмообразующем газе. Расчет проведен для струи, истекающей из трубки с внутренним радиусом (радиусом струи)  $R_{\text{jet}} = 0.15$  см со средней скоростью 6 м/с, конец трубки отвечает значению  $z = 0.5$  см. Видно, что длина струи растет с ростом  $U$  и уменьшается с ростом  $X_{0\text{ air}}$ .

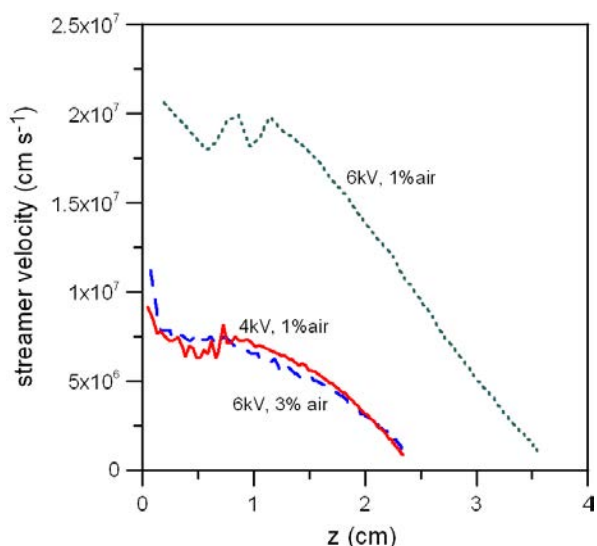


Рис. 1. Скорость стримера вдоль струи

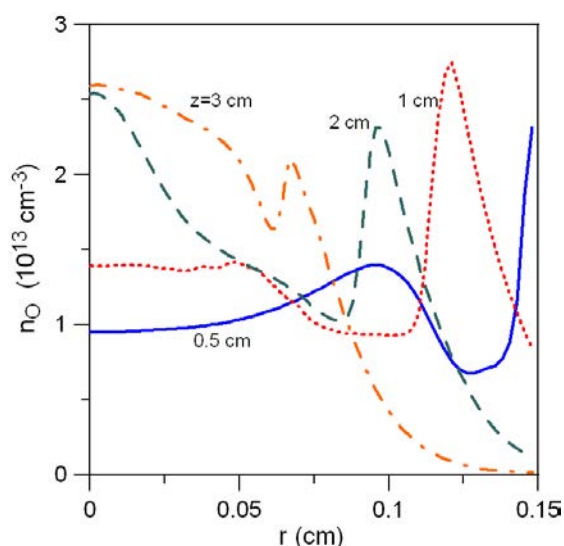


Рис. 2. Радиальные профили концентрации атомов кислорода в разных сечениях струи

Рисунок 2 демонстрирует радиальные профили, в разных сечениях  $z$ , концентрации атомов кислорода  $n_O$  наработанных при прохождении единичного стримера при  $U = 6$  kV и  $X_{0\text{ air}} = 0.01$ . Профили имеют немонотонный характер. Тем не менее, радиальная неоднородность как атомов

кислорода, так и других первичных активных частиц, нарабатываемых электронным ударом, не очень значительна, что позволяет использовать, при анализе вторичных химических реакций, значения концентраций (зависящие от  $z$ ), усредненные по радиусу.

Для расчета концентраций активных частиц, нарабатываемых последовательностью стримеров, используется подход аналогичный описанному в [8]. Принимается, что газ движется вдоль струи со средней по радиусу скоростью потока  $V_{\text{flow}}$ , так что аксиальное положение  $z$  данной порции газа в момент времени  $t$  дается выражением  $z = V_{\text{flow}}t$ . Каждый новый стример добавляет к этой порции газа определенное количество первичных активных частиц: электронов, ионов, нейтральных частиц  $\text{N}$ ,  $\text{O}$ ,  $\text{N}(^2\text{D})$ ,  $\text{O}(^1\text{D})$ ,  $\text{O}_2(\text{a}^1\Delta)$ ,  $\text{O}_2(\text{b}^1\Sigma)$ , зависящее от  $z$  и, следовательно, от времени  $t = z/V_{\text{flow}}$ . Решение системы нестационарных кинетических уравнений для радиально усредненных концентраций частиц  $N_j$  позволяет рассчитать состав газа вдоль струи. Кинетическая схема включает около 40 сортов нейтральных и заряженных частиц. Радиально усредненные концентрации  $S_j(z) = 2 \int n_j(z,r)rdr / R_{\text{jet}}^2$  первичных активных частиц, нарабатываемых отдельными стримерами, задаются в качестве источниковых членов в соответствующих кинетических уравнениях: значения  $S_j(z_k)$ , где  $z_k = V_{\text{flow}}t_k$ , добавляются к значениям радиально усредненных концентраций  $N_j$  в моменты времени  $t_k = k/f$ ,  $k=1,2,\dots$ , с частотой  $f$  повторения стримеров.

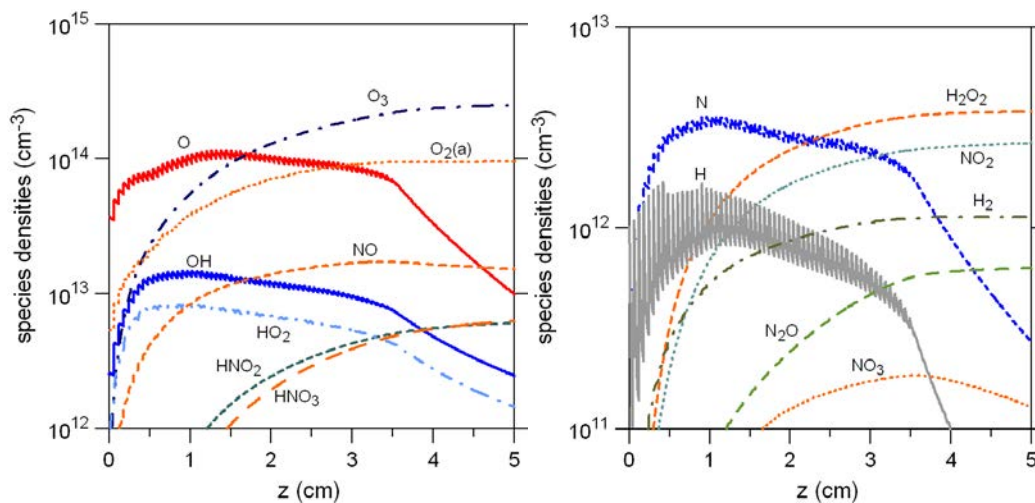


Рис. 3. Радиально усредненные концентрации компонентов плазмы вдоль струи

На рисунке 3 показаны концентрации  $N_j$  различных компонентов плазмы вдоль струи, при  $U = 6 \text{ kV}$  и  $X_{0 \text{ air}} = 0.01$ , для частоты повторения 10 кГц (доля молекул воды в воздухе принята равной 0.02). Длина струи в этом случае составляет 3.5 см (см. рисунок 1). Приведенная на рисунке область  $z$ , до 5 см, включает и зону релаксации, при  $z > 3.5 \text{ см}$ , где наработка активных частиц стримерами отсутствует.

Набор доминирующих активных частиц включает: атомарный кислород (нарабатываемый при диссоциации молекул  $O_2$  как электронным ударом, так и в столкновениях с электронно-возбужденными молекулами  $N_2$ ), озон (образующийся в реакции  $O + O_2 + He \rightarrow O_3 + He$ ), гидроксил (получающийся главным образом в процессе  $O(^1D) + H_2O \rightarrow OH + OH$ ), окись азота (генерируемая в основном в реакции  $N(^2D) + O_2 \rightarrow NO + O$ ) и метастабильный молекулярный кислород  $O_2(a^1\Delta)$ . В зоне релаксации происходит быстрый спад концентраций  $O$ ,  $OH$ ,  $HO_2$ ,  $N$  и  $H$ , тогда как концентрации остальных компонентов изменяются вдоль оси струи довольно слабо.

Полученная оценка концентрации  $OH$ ,  $10^{12}$ - $10^{13} \text{ см}^{-3}$ , согласуется по порядку величины с данными измерений [9-11]. Оценка концентрации атомов  $O$ , порядка  $10^{14} \text{ см}^{-3}$ , отвечает результатам эксперимента [10].

Результаты расчетов показали, что концентрации активных частиц растут с ростом амплитуды и частоты импульсов приложенного напряжения (в согласии с экспериментальными данными [11] для  $OH$ ). Рост мольной доли воздуха  $X_{0 \text{ air}}$  в плазмообразующем газе приводит к росту наработки  $NO$  and  $O_3$ , к ускорению спада концентрации  $O$  в релаксационной зоне, и не влияет на концентрацию  $OH$ . С уменьшением влажности воздуха происходит убывание концентрации  $OH$  и небольшой рост концентраций  $O$  and  $O_3$ , тогда как наработка  $NO$  остается на том же уровне.

## ЛИТЕРАТУРА

- [1] M. Laroussi, *Plasma Process. Polym.* **2** (2005)391
- [2] G. Fridman, G. Friedman, A. Gu tsol, A.B. Shekhter, V.N. Vasilets, A. Fridman, *Plasma Process. Polym.***5**(2008) 503
- [3] M. Kong, G. Kroesen, G. Morfill, T. Nosenko, T. Shimizu, J. Dijk, J. Zimmermann, *New J. Phys.***11**(2009) 115012
- [4] G.Y. Park, S.J. Park, M.Y. Choi, I.G. Koo, J.H. Byun, J.W. Hong, J.Y. Sim, G.J. Collins, J.K. Lee, *Plasma Sources Sci. Technol.***21** (2012) 043001
- [5] X. Lu, M. Laroussi, V. Puech, *Plasma Sources Sci. Technol.***21** (2012) 034005
- [6] X. Lu, G.V. Naidis, M. Laroussi, K. Ostrikov, *Phys. Reports*, DOI 10.1016/j.physrep.2014.02.006
- [7] X. Lu, S. Wu, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **41**(2013) 2313
- [8] G.V. Naidis, *Plasma Sources Sci. Technol.***22** (2013) 035015
- [9] S. Yonemori, Y. Nakagawa, R. Ono, T. Oda, *J. Phys. D: Appl. Phys.***45** (2012) 225202
- [10] S. Yonemori, R. Ono, *J. Phys. D: Appl. Phys.***47**(2014) 125401
- [11] X. Pei, S. Wu, Y. Xi an, X. Lu, Y. Pan, *IEEE Trans. PlasmaSci.*, DOI 10.1109/TPS.2014.2306921



# ВОЛНЫ, НЕУСТОЙЧИВОСТИ И НЕРАВНОВЕСНЫЕ СТРУКТУРЫ В ПЛОТНОЙ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЕ

Синкевич О.А.

Национальный исследовательский университет МЭИ,  
Россия, 111250. Москва, Красноказарменная 14  
oleg.sinkevich@itf.mpei.ac.ru

## Аннотация

Дается обзор одной из фундаментальных проблем физики низкотемпературной плазмы – волнам, неустойчивостям и неравновесным структурам в плотной плазме. Неустойчивости возникают во множестве природных явлений. Они влияют на существование неравновесных систем и обеспечивают переход их из одного состояния в другое. Обеспечение устойчивости процесса – центральная проблема для многих технологий, использующих низкотемпературную плазму в качестве рабочего тела. Целью обзора является выделение основных механизмов, приводящих к неустойчивостям, и представление критериев их возникновения в прозрачном физическом виде. Обсуждается метод, позволяющий рассмотреть с единой точки зрения современное состояние проблемы неустойчивостей и распространения волн с заданным значением волнового числа в плотной низкотемпературной плазме газов и паров металлов. Детально рассмотрены акустическая, перегревная, токово–конвективная, ионизационная и ионизационно–полевая неустойчивости. Исследования проводятся в рамках моделей сплошных сред как для плотной плазмы, где температуры электронов и тяжелых частиц (атомов и ионов) практически не отличаются ( $T_a \approx T_e$ ), так и для плазмы, в которой температура электронов отличается от температуры тяжелых частиц ( $T_a \neq T_e$ ). Основное внимание уделяется воздействиям, вызванным силой Ампера, джоулевым тепловыделением и процессами, связанными с изменением состава плазмы (рождением и гибелью частиц) и обменом энергией между компонентами плазмы в отсутствие температурного равновесия.

## ВВЕДЕНИЕ.

Во всех средах неустойчивости проявляются во множестве природных и лабораторных явлениях и представляют собой универсальный механизм, который обеспечивает существование неравновесных систем и переход их из одного состояния в другое. Обеспечение устойчивости процесса является центральной проблемой для многих технологий, использующих низкотемпературную плазму в качестве рабочего тела. Специфика плазмы газов и паров металлов проявляется при внешних воздействиях на неё и, в первую очередь, электрических и магнитных полей, при этом и сама газовая плазма в большинстве случаев создается внешними электрическими полями.

В рамках единого формализма проводится анализ основных физических механизмов, приводящих к особенностям распространения волн и развитию неустойчивостей в плотной низкотемпературной плазме газов и паров

металлов. Обсуждаются особенности анализа условий возникновения неустойчивостей и распространения волн малых возмущений для однородного и не однородного стационарного фона: образование акустических резонаторов, возникновение конвективных течений в токово–конвективной неустойчивости.

### 1. ВЛИЯНИЕ ВНЕШНИХ СИЛ И ИСТОЧНИКОВ ТЕПЛО ВЫДЕЛЕНИЯ НА ДИНАМИКУ МАЛЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ.

В рамках моделей сплошных сред проводится исследование устойчивости исходного стационарного состояния, когда для малых возмущений задача сводится к построению решений линейной системы уравнений, получению соответствующих характеристических или дисперсионных уравнений и поиску их корней.

При анализе различных задач используется единый подход. Его суть заключается в том, чтобы, используя уравнения Максвелла и закон Ома и выражая возмущения электрического поля и электрического тока через возмущения газодинамических величин (плотности, температуры, скорости потока), ввести обобщенные коэффициенты вязкости и температуропроводности и представить дисперсионное уравнение для малых возмущений в виде характерном для газовой динамики. Основное внимание уделено акустической, перегревной, токово–конвективной, ионизационной и ионизационно–полевой неустойчивости.

### 2. НЕРАВНОВЕСНЫЕ СТРУКТУРЫ.

Обсуждаются неоднородные стационарные или квазистационарные структуры, возникающие при развитии перегревной, токово–конвективной и ионизационной неустойчивостей, развивающихся на первоначально однородном фоне. Перегревная неустойчивость, развивающаяся в однородной плазме, на нелинейной стадии своего развития приводит к тепловой контракции – возникновению токового шнура (слоя), в котором и сосредоточено основное тепловыделение, приведенного на рис. 1.

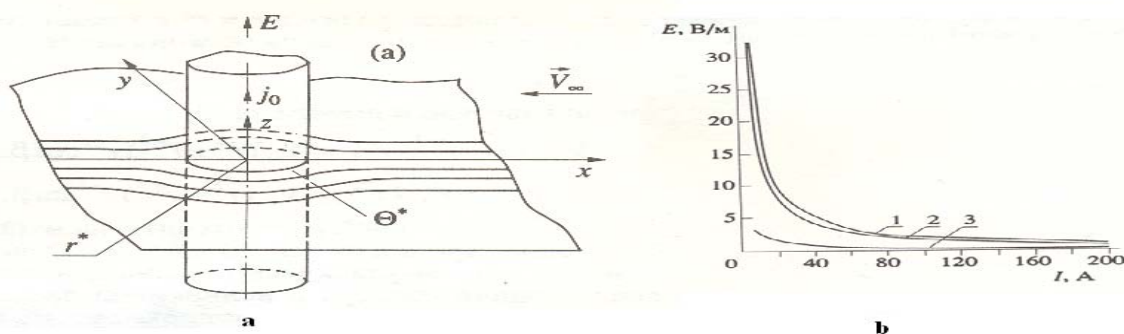


Рис. 1 Токовый шнур в потоке газа (а) и его ВАХ (б) : 1 —  $\chi = 10^{-3} \text{ м}^2 / \text{с}$  ,  $\theta_w - \theta_\infty = 10^4 \text{ Вт/м}$ , 2 —  $\chi = 10^{-3} \text{ м}^2 / \text{с}$ ,  $\theta_w - \theta_\infty = 8 \cdot 10^3 \text{ Вт/м}$ , 3 —  $\chi = 5 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2 / \text{с}$ ,  $\theta_w - \theta_\infty = 8 \cdot 10^4 \text{ Вт/м}$ .

На рис. 2а,б изображены правовинтовые и левовинтовые структуры, которые могут возникать при развитии токово–конвективной неустойчивости и образованию винтовой формы электрической дуги в цилиндрическом

канале. На рис. 2с,d изображены винтовые формы электрической дуги в цилиндрическом канале (полученные в работах Э.И. Асиновского и Е.П. Пахомова с сотрудниками).

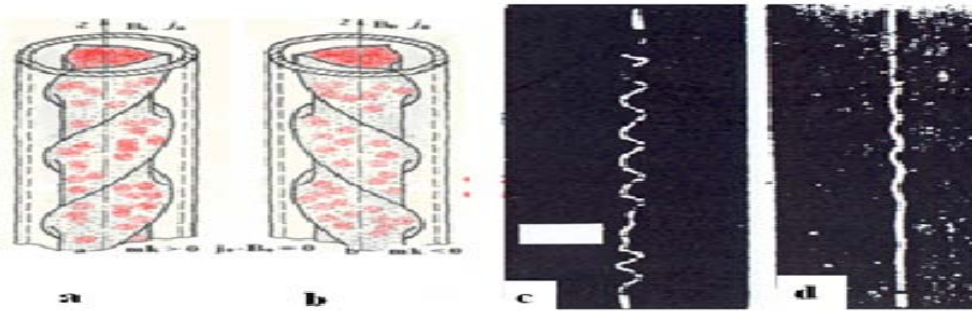


Рис. 2 Винтовые формы электрической дуги в цилиндрическом канале. Бифуркации стационарного фона в зависимости от параметра Холла, приводящие к ионизационной неустойчивости представлены на рис. 3.

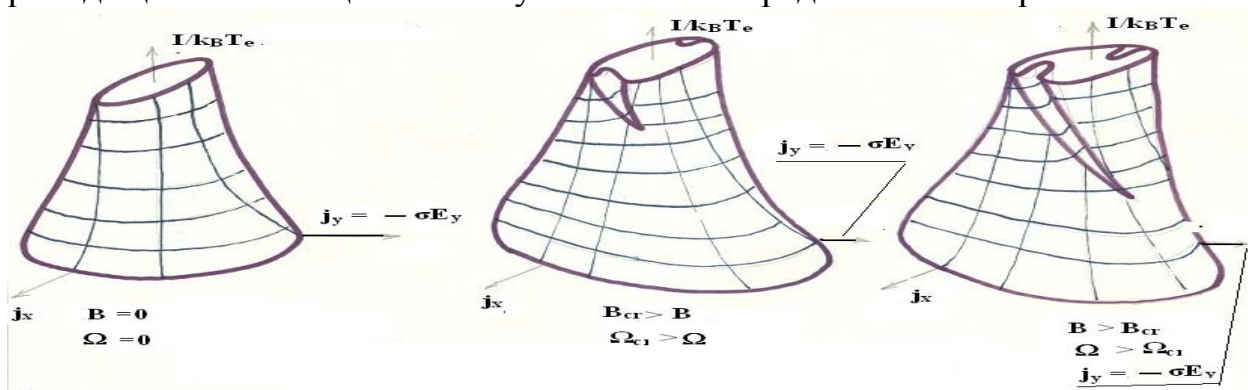


Рис. 3. Зависимости обратной температуры электронов  $I/k_B T_e$  от греющего тока для различных значений и параметра Холла (индукции магнитного поля).

На рис. 4 изображены возмущения концентрации электронов  $\delta n = (n_e(x,y) - n_0)/n_0$ , а на 5 — линии электрического тока  $\vec{j}(x,y)$ , развивающиеся вследствие ионизационной неустойчивости в канале с непроводящими стенками (суммарный ток  $\langle \vec{j}(x,y) \rangle$  течет вдоль канала, в направлении оси  $y$ ). На рисунках 4а, 5а показана структура соответствующих возмущений, полученных при решении линейной задачи, 4б, 5б — решения нелинейной задачи, построенной с использованием разложения в ряд по малому параметру надкритичности  $\delta = (\Omega - \Omega_{cr}) / \Omega_{cr} < 1$ . На 4 номера 1,2,3,4, -1,-2,-3,-4 соответствуют линиям уровня концентрации возмущений плотности электронов:  $0 < \delta n(1) < \delta n(2) < \delta n(3) < \delta n(4)$ ;  $0 > \delta n(-1) > \delta n(-2) > \delta n(-3) > \delta n(-4)$ .

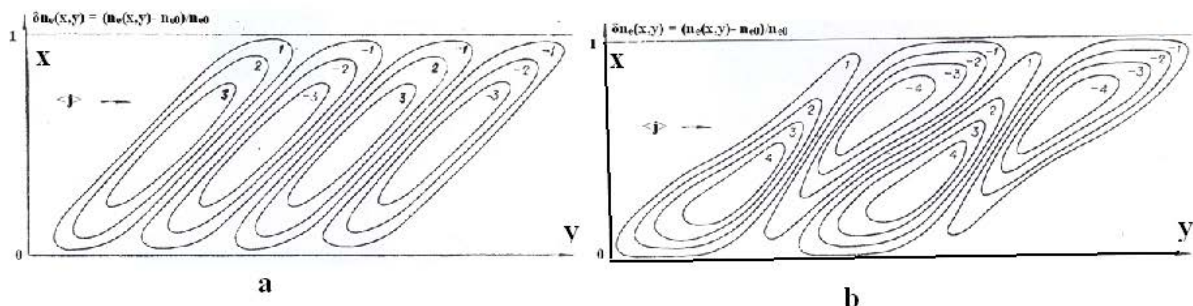


Рис. 4 Возмущения концентрации электронов.

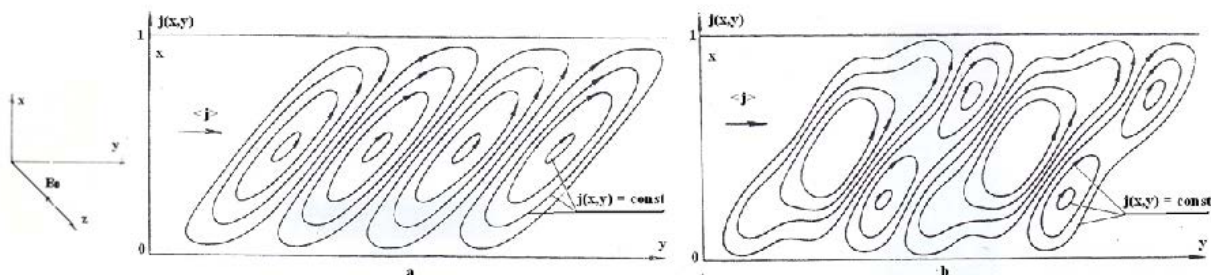


Рис. 5. Линии электрического тока.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Обсуждается современное состояние проблемы распространения и проводится обзор работ, связанных с изучением волн, развитием неустойчивостей и образованием неоднородных структур в плотных низкотемпературных плазмах: термически равновесной ( $T_a \approx T_e$ ) и в плазме, где температура электронов отличается от температуры тяжелых частиц ( $T_a \neq T_e$ ). Демонстрируется метод, позволяющий рассмотреть с единой точки зрения задачи распространения волн и возникновения неустойчивостей в плотной низкотемпературной плазме газов и паров металлов, позволяющий выделить основные механизмы неустойчивостей и представить критерии их возникновения в наглядном физическом виде. Детально рассмотрены акустическая, перегревная, токово-конвективная, ионизационная и ионизационно-полевая неустойчивости.

## ЛИТЕРАТУРА

1. В.И. Артемов, Ю.С. Левитан, О.А. Синкевич. *Неустойчивости и турбулентность в низкотемпературной плазме*. Москва, Издательство Московского энергетического института, 1994.
2. А.В. Недоспасов, В.Д. Хаит. *Колебания и неустойчивости низкотемпературной плазмы*. Москва, Издательство «Наука», 1979.
3. И.М. Руткевич, О.А. Синкевич. *Волны и неустойчивости в низкотемпературной плазме*. Итоги Науки и Техники, Серия «Механика жидкости и газа», Москва, Изд. ВИНТИ, 1981.
4. О.А. Sinkevich. *Somenew physical aspect soft hestron gelectric current commutation*. 1992, Brno, Czechoslovakia, Sbornik Vysokeho Uceni echnickehov Brne, No 2-4.
5. Д.А. Гайсин, А.Д. Лебедев, В.М. Лелевкин, С.В. Кухтецкий, В.Ф. Семенов, В.С. Слободянюк, О.А. Синкевич, Б.А. Урюков, В.С. Энгельшт. *Низкотемпературная плазма*. Под ред. М.Ф. Жукова и Б.А. Урюкова. Том 7. «Сильноточный дуговой разряд в магнитном поле». Новосибирск, Изд. Наука, 1992.

WAVES, INSTABILITIES, AND NON-EQUILIBRIUM STRUCTURE  
IN DENSE LOW-FREQUENCY PLASMA

O. A. Sinkevich

National Research University (Moscow Power Engineering Institute),  
Krasnokazarmennaya 14, Moscow, 111250 Russia

**oleg.sinkevich@itf.mpei.ac.ru**

**Abstract**

The review is devoted to one of the fundamental problems of plasma physics, namely, waves, instabilities, and non-equilibrium structures in dense low-temperature plasmas. Instabilities affect the existence of non-equilibrium systems and cause a transition from one state to another. Ensuring stability of a process is the central problem in many technologies in which low-temperature plasmas are used as a working medium. The review is aimed at revealing the key mechanisms which lead to instabilities and at presenting the instability criteria in a clear physical form. A method that allows considering from a unified standpoint the modern state of the problems of instabilities and propagation of waves with a specified wave number in a dense low-temperature plasma of gases and metal vapors is discussed. Acoustic, temperature (overheating), current-convective, ionization, and WM field ionization instabilities are considered in detail. Investigations are carried out within the framework of models of continuous environments as for dense plasma where electron and heavy particles temperatures (atoms and ions) practically do not differ ( $T_a \approx T_e$ ), and for plasma in which the electron temperature differs from heavy particles temperature ( $T_a \neq T_e$ ). The basic attention is given to the influences caused by the Ampere force and the Joule heating and the processes connected to change of structure of plasma (generation and destruction of charged particles) and an energy exchanging between plasma components.