

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

СОВРЕМЕННЫЕ ПРОБЛЕМЫ ФИЗИКИ ПЛАЗМЫ И ФИЗИЧЕСКОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ

Материалы II Всероссийской конференции

(25 – 28 ноября 2015 г.)



Махачкала, 2015

УДК 533.9

СОВРЕМЕННЫЕ ПРОБЛЕМЫ ФИЗИКИ ПЛАЗМЫ И ФИЗИЧЕСКОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ. Материалы II Всероссийской конференции (25–28 ноября 2015 г.). – Махачкала: Издательство ДГУ, 2015. – 226 с.

ISBN 978-5-9913-0125-1

В сборнике содержатся материалы докладов, представленных на Всероссийскую конференцию по современным проблемам физики плазмы и физической электроники.

В первом разделе сборника собраны работы, доложенные на секции по физике низкотемпературной плазмы. Во втором разделе – работы, доложенные на секции по твердотельной электронике.

Редколлегия:

профессор Александров А.Ф. (ответственный редактор)

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

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

© Издательство ДГУ, 2015

Оглавление

ФИЗИКА НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ

Пленарные доклады

О ВОЛНОВОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ЭЛЕКТРОНОВ В КРИОГЕННОЙ ПЛАЗМЕ С ВЫРОЖДЕННЫМИ ЭЛЕКТРОНАМИ Д.Н. ГАБЫШЕВ, А.А.РУХАДЗЕ	8
РАЗРЯД НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ В СМЕСИ ИНЕРТНЫХ ГАЗОВ С ПАРАМИ ВОДЫ: ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА И ПРАКТИЧЕСКИЕ ПРИМЕНЕНИЯ Н. А. ТИМОФЕЕВ..	11
СТАБИЛИЗАЦИЯ ПЛАЗМЕННО-ПЫЛЕВЫХ СТРУКТУР ПЕРЕМЕННЫМ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ Л.М. ВАСИЛЯК.....	16
КОГЕРЕНТНЫЕ И НЕЛИНЕЙНЫЕ ПРОЦЕССЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПОЛИХРОМАТИЧЕСКОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ПЛАЗМОЙ НАНОСЕКУНДНЫХ ГАЗОВЫХ РАЗРЯДОВ Н.А. АШУРБЕКОВ, К.О. ИМИНОВ, А.А.МУРТАЗАЕВА, Г.Ш. ШАХСИНОВ, РАМАЗАНОВ А.Р.	19

Устные и стендовые доклады

ЭФФЕКТ АРОНОВА-БОМА, ПОСТУЛАТЫ ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ И УСЛОВИЕ ЛОРЕНЦА В.Б. БОБРОВ, С.А. ТРИГЕР, Г. ВАН ХЕЙСТ, П. ШРАМ.....	26
МОДИФИКАЦИЯ ПОВЕРХНОСТИ ПОЛИПРОПИЛЕНА БАРЬЕРНЫМ РАЗРЯДОМ Л.М. ВАСИЛЯК, С.П. ВЕТЧИНИН, В.Я. ПЕЧЕРКИН.....	29
ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЛЬТ-АМПЕРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ГЕНЕРАТОРОВ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ С ВЫСОКОВОЛЬТНЫМ ТЛЕЮЩИМ РАЗРЯДОМ А.И. ГОЛОВИН.....	32
АППРОКСИМАЦИЯ ХАРАКТЕРИСТИК ДРЕЙФА ИОНОВ В СОБСТВЕННОМ ГАЗЕ Р.И. ГОЛЯТИНА, С.А. МАЙОРОВ	35
МОДЕЛЬ ЗАМЕДЛЕННОГО И УСКОРЕННОГО РАСШИРЕНИЯ ГРАВИТАЦИОННО – ПЛАЗМЕННОГО «КРИСТАЛЛА» ВСЕЛЕННОЙ Ю.А. ГРИБОВ, С.А. ТРИГЕР.....	39
ВЫСОКОРЕСУРНЫЙ ГЕНЕРАТОР ХИМИЧЕСКИ НЕАКТИВНОЙ ПЛАЗМЫ Э.Х. ИСАКАЕВ, А.С. ТЮФТЯЕВ, М.Х. ГАДЖИЕВ, Ю.М. КУЛИКОВ, М.А. САРГСЯН, Н.А. ДЕМИРОВ	43
МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ СУБЛИМАЦИИ ТЕРМОСТОЙКИХ МАТЕРИАЛОВ В ВЫСОКОЭНТАЛЬПИЙНОМ ПЛАЗМЕННОМ ПОТОКЕ Э.Х. ИСАКАЕВ, В.Ф. ЧИННОВ, А.С. ТЮФТЯЕВ, М.Х. ГАДЖИЕВ, М.А. САРГСЯН, Н.А. ДЕМИРОВ	47
ПРОБОЙ ПУЗЫРЬКА ВОЗДУХА В ТРАНСФОРМАТОРНОМ МАСЛЕ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ Э.Х. ИСАКАЕВ, А.С. ТЮФТЯЕВ, М.Х. ГАДЖИЕВ, П.Л. АКИМОВ.....	50
ВЛИЯНИЕ СХЕМЫ ЭЛЕКТРОПИТАНИЯ МАГНИТОПЛАЗМЕННОГО УСКОРИТЕЛЯ МАКРОТЕЛ НА ЕГО ХАРАКТЕРИСТИКИ А.В. КОЗЛОВ, А.В. КОТОВ, А.В. ПЕТРОВ, В.П. ПОЛИЩУК, А.В. ШУРУПОВ	54
ГЕНЕРАТОРЫ ЭЛЕКТРОННО-ПУЧКОВОЙ ПЛАЗМЫ И ОБЛАСТИ ИХ ПРИМЕНЕНИЯ А.С. КОРОТЕЕВ, Р.Н. РИЗАХАНОВ	58
ЭНЕРГОВКЛАД И СКОРОСТЬ ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ ВОЛН ИОНИЗАЦИИ ПРИ ИЗМЕНЕНИИ ДАВЛЕНИЯ ГАЗА А.В. КРАСНОЧУБ	62

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЕТВЛЕНИЯ СТРИМЕРОВ РАЗЛИЧНОЙ ПОЛЯРНОСТИ А.В. КРАСНОЧУБ, М.М. НУДНОВА.....	65
ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТОВ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПЛАЗМЕННО-ПУЧКОВОГО РАЗРЯДА С ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИМИ СТЕНКАМИ РАЗРЯДНОЙ КАМЕРЫ Н.А. АШУРБЕКОВ, К.О. ИМИНОВ, А.Р. РАМАЗАНОВ, А.А. РАМАЗАНОВ, Г.Ш. ШАХСИНОВ.....	69
ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ НЕЛИНЕЙНОГО РЕЗОНАНСНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ПЛОТНОЙ ПЛАЗМОЙ НАНОСЕКУНДНЫХ ГАЗОВЫХ РАЗРЯДОВ В НЕОНЕ АШУРБЕКОВ Н.А., АБДУРАГИМОВ Э.И., ШАХСИНОВ Г.Ш., РАДЖАБОВА Ф.М., ЭКПЕРОВА Н.С.	75
ОСОБЕННОСТИ СПЕКТРОВ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ УГЛЕРОДНЫХ НАНОСТРУКТУР ПРИ СИНТЕЗЕ В ПЛАЗМОСТРУЙНОМ РЕАКТОРЕ Н.М. РАЛИХАНОВ, Р.Х.АМИРОВ, М.Э.ИСХАКОВ, В.А.КАТАРЖИС, М.Б.ШАВЕЛКИНА	78
ДРОБНО-ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЙ ПОДХОД ПРИ ИССЛЕДОВАНИИ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ЭЛЕКТРОННОЙ ЛАВИНЫ В ГАЗОВОМ РАЗРЯДЕ З.З. АЛИСУЛТАНОВ, В.С. КУРБАНИСМАИЛОВ, О.А.ОМАРОВ Г.Б. РАГИМХАНОВ, <u>Р.П. МЕЙЛАНОВ</u>	81
ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ РАЗЛИЧНЫХ СТАДИЙ ИМПУЛЬСНОГО ПРОБОЯ В ГЕЛИИ ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ В.С. КУРБАНИСМАИЛОВ, О.А. ОМАРОВ, Г.Б. РАГИМХАНОВ, М.А. АРСЛАНБЕКОВ, Х.М. АБАКАРОВА.....	84
ДВУМЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАЗВИТИЯ ВОЛНЫ ИОНИЗАЦИИ В ПРЕДВАРИТЕЛЬНО ИОНИЗИРОВАННОЙ ГАЗОВОЙ СРЕДЕ В.С.КУРБАНИСМАИЛОВ, О.А.ОМАРОВ, Г.Б.РАГИМХАНОВ, Д.В.ТЕРЕШОНОК, АЛИ РАФИД АББАС АЛИ	93
ДИНАМИКА ЗАРЯДКИ ЧАСТИЦЫ МИКРОННОГО РАЗМЕРА В НЕОДНОРОДНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ КОРОННОГО РАЗРЯДА Д.С. ЛАПИЦКИЙ, В.С. ФИЛИНОВ, Л.М. ВАСИЛЯК	100
МОДЕЛИРОВАНИЕ КВАНТОВЫХ СИСТЕМ В ФАЗОВОМ ПРОСТРАНСТВЕ А.С.ЛАРКИН, В.С.ФИЛИНОВ.....	104
ГЕНЕРАЦИЯ ВУФ ИЗЛУЧЕНИЯ РТУТНЫМ РАЗРЯДОМ ПРИ ДАВЛЕНИИ БУФЕРНОГО ГАЗА МЕНЕЕ 1 ТОРР В.А. ЛЕВЧЕНКО	108
ВЛИЯНИЕ ФОРМЫ КАНАЛА ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ФАКЕЛЬНОГО РАЗРЯДА НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ЕГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ Ю.Ю. ЛУЦЕНКО, Д.А. ЛЕОНТЬЕВА	112
ЭВОЛЮЦИЯ ТЕПЛОВОГО КАНАЛА ПРИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПРОБОЕ ГАЗО-ЖИДКОСТНОЙ СРЕДЫ С МИКРОПУЗЫРЬКАМИ В.А. ПАНОВ, Л.М. ВАСИЛЯК, С.П. ВЕТЧИНИН, В.Я ПЕЧЕРКИН, Ю.М. КУЛИКОВ, Э.Е. СОН	114
ОБРАЗОВАНИЕ ПОЛЫХ ПЫЛЕВЫХ СТРУКТУР В ТЛЕЮЩЕМ РАЗРЯДЕ ПОЛЯКОВ Д.Н., ШУМОВА В.В., ВАСИЛЯК Л.М.....	118
МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОГИДРОДИНАМИЧЕСКОГО ПОТОКА И.Е. РЕБРОВ, Ю.В. ХОМИЧ, В.А. ЯМЩИКОВ	122
ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И ИЗЛУЧАТЕЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЛАЗМЫ ИНДУКЦИОННОГО РАЗРЯДА С ТРУБКОЙ МАЛОГО ДИАМЕТРА П.В. СТАРШИНОВ, С.А. СВИТНЕВ, О.А. ПОПОВ, В.А. ЛЕВЧЕНКО	124

МНОГОЭЛЕКТРОДНЫЙ КОРОНАТОР ДЛЯ ЗАРЯДКИ ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ В ПОТОКЕ ВОЗДУХА Р.А. СЫРОВАТКА, Д.С. ЛАПИЦКИЙ, Л.М. ВАСИЛЯК, В.С. ФИЛИНОВ, Л.В. ДЕПУТАТОВА, В.И. ВЛАДИМИРОВ, В.Я. ПЕЧЕРКИН.....	127
КУЛОНОВСКИЕ СТРУКТУРЫ С БОЛЬШИМ КОЛИЧЕСТВОМ ЧАСТИЦ В ДИНАМИЧЕСКОЙ ЛОВУШКЕ Р.А. СЫРОВАТКА, Л.М. ВАСИЛЯК, В.И. ВЛАДИМИРОВ, Л.В. ДЕПУТАТОВА, Д.С. ЛАПИЦКИЙ, В.Я. ПЕЧЕРКИН, В.С. ФИЛИНОВ.....	130
НЕУСТОЙЧИВОСТЬ В КУЛОНОВСКОЙ СИСТЕМЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ С РАЗНЫМИ РАЗМЕРАМИ И МАССАМИ В ЛОВУШКЕ ПАУЛЯ Р.А. СЫРОВАТКА, Л.М. ВАСИЛЯК, В.И. ВЛАДИМИРОВ, Л.В. ДЕПУТАТОВА, Д.С. ЛАПИЦКИЙ, В.Я. ПЕЧЕРКИН, В.С. ФИЛИНОВ	133
КОМПЛЕКСНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ КАТОДНОЙ ПРИВЯЗКИ АРГОНОВОЙ ПЛАЗМЫ В ДУГОВОМ РАЗРЯДЕ Д.В. ТЕРЕШОНОК, А.С. ТЮФТЯЕВ, М.Х. ГАДЖИЕВ, М.А. САРГСЯН	136
ВРЕМЕННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИСКРОВОГО РАЗРЯДА В РАЗЛИЧНЫХ ГАЗАХ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ УДЕЛЬНОГО ЭНЕРГОВКЛАДА АЛЬ-ХАРЕТИ Ф.М.А., ОМАРОВ О.А., ОМАРОВА Н.О., ОМАРОВА П.Х.	140
ИЗЛУЧЕНИЕ ПЛАЗМЫ СИЛЬНОТОЧНОГО РАЗРЯДА В КРИТИЧЕСКИХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ АЛЬ-ХАРЕТИ Ф.М.А., ОМАРОВ О.А., ОМАРОВА Н.О., ОМАРОВА П.Х.....	141
ВЛИЯНИЕ КРИТИЧЕСКОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ИЗЛУЧЕНИЕ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ ПРИ ПРОБОЕ ГАЗОВ ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ АЛЬ-ХАРЕТИ Ф.М.А., ОМАРОВ О.А., ОМАРОВА Н.О., ОМАРОВА П.Х.....	143
ВНУТРЕННЯЯ ЭНЕРГИЯ ОДНОКОМПОНЕНТНОЙ НЕИДЕАЛЬНОЙ ПЛАЗМЫ С. А. ХРАПАК, А. Г. ХРАПАК.....	149
УВЕЛИЧЕНИЕ ПЛОТНОСТИ ТОКА ПОЛОГО КАТОДА Ю.А. ЮДАЕВ, Н. П. БОГДАНОВА, Т. В. КОЖАНОВА, М. Ю. ЮДАЕВ	152
МОДЕЛИРОВАНИЕ ИОНИЗАЦИИ ГАЗА ПУЧКОМ ЭЛЕКТРОНОВ Ю.А., ЮДАЕВ, В. Ф. АНИСИМОВ, Т. В. КОЖАНОВА, М. Ю. ЮДАЕВ	155
ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ПРОБОЙ ГАЗОВ ПРИ ИНТЕНСИВНОЙ УФ ПРЕДИОНИЗАЦИИ В РЕЖИМЕ МАКСИМАЛЬНОГО НЕДОНАПРЯЖЕНИЯ В ПОПЕРЕЧНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ А.М.ЮНУСОВ	156

ТВЕРДОТЕЛЬНАЯ ЭЛЕКТРОНИКА

Устные и стендовые доклады

О НЕКОТОРЫХ ОСОБЕННОСТЯХ ЛАЗЕРНОГО УДАРНОГО СЖАТИЯ КОМПОЗИТНОЙ МИШЕНИ ПРИ СЛОЖНОМ ФОКАЛЬНОМ ПЯТНЕ А. АЛИВЕРДИЕВ, D. BATANI, А. АМИРОВА , R. BENOCCHI , R. DEZULIAN, E. KROUSKY, M. PFEIFER, J. SKALA, R. DUDZAK, K. JAKUBOWSKA	160
О ВОЗМОЖНОСТИ ГИГАНТСКОГО МАГНЕТОРЕЗИСТИВНОГО ЭФФЕКТА В ГЕТЕРОСТРУКТУРЕ НА ОСНОВЕ ЭПИТАКСИАЛЬНОГО ГРАФЕНА З.З. АЛИСУЛТАНОВ, Г.М. МУСАЕВ, М.А. ХИЗРИЕВ, Б.М. МАГОМЕДОВ	162
ГИГАНТСКИЕ СКАЧКИ ПРОВОДИМОСТИ И РОСТ ТЕРМОЭДС В ГРАФЕНЕ, СФОРМИРОВАННОМ НА ПОЛУПРОВОДНИКЕ З.З. АЛИСУЛТАНОВ, Э.Х. ИСРАПОВ.....	165

ОСЦИЛЛЯЦИИ КВАНТОВОЙ ЭЛЕКТРОЕМКОСТИ ГРАФЕНА В СКРЕЩЕННЫХ МАГНИТНОМ И ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЯХ 3.3. АЛИСУЛТАНОВ, М.С. РЕИС, Д.М. РУСТАМОВА.....	168
КВАНТОВАЯ ЭЛЕКТРОЕМКОСТЬ ЭПИТАКСИАЛЬНОГО ГРАФЕНА 3.3. АЛИСУЛТАНОВ, Г.М. МУСАЕВ, Д.М. РУСТАМОВА, А.М. ХАБИБУЛАЕВА.....	171
СТРУКТУРА И СВОЙСТВА НАНОПОРОШКА WFeO ₃ Н.М.-Р. АЛИХАНОВ, М.Х. РАБАДАНОВ, Ж.Х. МУРЛИЕВА, С.А. САДЫКОВ, Р.М. ЭМИРОВ.....	173
ВЫСОКОВОЛЬТНАЯ АКТИВАЦИЯ ДИГИДРОФОСФАТА ЦЕЗИЯ ГАДЖИЕВ С.М., ГУСЕЙХАНОВ М.К., АЛИЕВА С.С.	176
НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫЕ КЕРАМИЧЕСКИЕ СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ МАТЕРИАЛЫ ГАДЖИМАГОМЕДОВ С.Х., ПАЛЧАЕВ Д.К., ШАБАНОВ Н.С., ПАЛЧАЕВ Н.А.	179
ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРАЛЬНО-ФЛУОРЕСЦЕНТНЫХ СВОЙСТВ БИОЛОГИЧЕСКИХ ТКАНЕЙ IN VIVO ПРИ ОСТРОЙ ИНТОКСИКАЦИИ СЕРНОКИСЛОЙ МЕДИ К.М. ГИРАЕВ, Н.А. АШУРБЕКОВ, И.Ш. ГАШИМОВ.....	180
ЭФФЕКТ ЛАЗЕРНО-ИНДУЦИРОВАННОЙ ТЕРМОКОАГУЛЯЦИИ НА СПЕКТРАЛЬНО-ФЛУОРЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА НОРМАЛЬНЫХ И ОПУХОЛЕВЫХ БИОТКАНЕЙ К.М. ГИРАЕВ, Н.А. АШУРБЕКОВ, М.А. МАГОМЕДОВ, Э.Х. ИСРАПОВ	184
ВЛИЯНИЕ ПРОЦЕССОВ ЛАЗЕРНО-ИНДУЦИРОВАННОЙ ТЕРМОКОАГУЛЯЦИИ НА ДИНАМИКУ ОПТИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ НОРМАЛЬНЫХ И ОПУХОЛЕВЫХ БИОТКАНЕЙ К.М. ГИРАЕВ, Н.А. АШУРБЕКОВ, М.А. МАГОМЕДОВ, А.А. МУРТАЗАЕВА, Э.Х. ИСРАПОВ	188
НАБЛЮДЕНИЕ ИСКРООБРАЗОВАНИЯ ПРИ ПРОБОЕ ПЕСКА МИКРОСЕКУНДНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ В.В. ИВОНИН, А.Н. ДАНИЛИН, Б.В. ЕФИМОВ, В.В. КОЛОБОВ, В.Н. СЕЛИВАНОВ, Л.М. ВАСИЛЯК, С.П. ВЕТЧИНИН, В.Я. ПЕЧЕРКИН.....	191
ИСКРООБРАЗОВАНИЯ В ГРУНТАХ ПРИ СТЕКАНИИ ИМПУЛЬСНЫХ ТОКОВ С ЗАЗЕМЛИТЕЛЕЙ В.В.ИВОНИН	194
ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В МОДЕЛИ ИЗИНГА НА ОЦК РЕШЕТКЕ С ВЗАИМОДЕЙСТВИЯМИ ВТОРЫХ БЛИЖАЙШИХ СОСЕДЕЙ Д.Р.КУРБАНОВА, А.К.МУРТАЗАЕВ, М.К.РАМАЗАНОВ	198
ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В АНТИФЕРРОМАГНИТНОЙ МОДЕЛИ ИЗИНГА НА КУБИЧЕСКОЙ РЕШЕТКЕ С УЧЕТОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ ВТОРЫХ БЛИЖАЙШИХ СОСЕДЕЙ А.К.МУРТАЗАЕВ, М.К.РАМАЗАНОВ, М.К.БАДИЕВ	199
ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ДВУМЕРНОЙ МОДЕЛИ ИЗИНГА С КОНКУРИРУЮЩИМИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯМИ А.К.МУРТАЗАЕВ, Ж.Г. ИБАЕВ.....	200
МОДЕЛЬ ИЗИНГА НА КВАДРАТНОЙ РЕШЕТКЕ С ВЗАИМОДЕЙСТВИЯМИ СЛЕДУЮЩИХ БЛИЖАЙШИХ СОСЕДЕЙ А.К. МУРТАЗАЕВ, М.К. РАМАЗАНОВ, М.К. БАДИЕВ	203
ЗОННЫЕ ДИАГРАММЫ P-N-СТРУКТУР НА ОСНОВЕ КАРБИДА КРЕМНИЯ Ш.А.НУРМАГОМЕДОВ	207

МАГНИТНЫЙ ВКЛАД В ЭЛЕКТРОСОПРОТИВЛЕНИЕ МЕТАЛЛОВ ГРУППЫ ЖЕЛЕЗА Д.К. ПАЛЧАЕВ, Ж.Х. МУРЛИЕВА, С.Х. ГАДЖИМАГОМЕДОВ, М.Э. ИСХАКОВ.....	211
ГИДРАЗИН В КАЧЕСТВЕ АЗОТСОДЕРЖАЩЕГО ПРЕКУРСОРА ПРИ АТОМНО-СЛОЕВОМ ОСАЖДЕНИИ ПЛЕНОК ALN Ш.М. РАМАЗАНОВ, А.И. АБДУЛАГАТОВ, М.Х. РАБАДАНОВ, Д.К. ПАЛЧАЕВ, Э.К. МУРЛИЕВ.....	215
ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КОНТАКТОВ ME – ZNO ТЕМИРОВ А.Т., ШАИХОВ Д.А., МАГОМЕДОВ М.А.....	216
ПРОЦЕССЫ РОСТА ВЫСОКОКАЧЕСТВЕННЫХ ПЛЕНОК ОКСИДА ЦИНКА ТЕМИРОВ А.Т., ШАИХОВ Д.А.	218
КОНЦЕПЦИИ ЭНЕРГИИ И ЭНЕРГЕТИКИ ХАСБУЛАТОВ А.М.....	219
ТЕХНОЛОГИИ ПОЛУЧЕНИЯ НАНОПОРШКОВ ОКСИДОВ ЖЕЛЕЗА Р.М. ЭМИРОВ, РАБАДАНОВ М.Х., АЛИЕВ З.М., АЛИХАНОВ Н.М-Р.	221

ФИЗИКА НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ

Пленарные доклады

О ВОЛНОВОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ЭЛЕКТРОНОВ В КРИОГЕННОЙ ПЛАЗМЕ С ВЫРОЖДЕННЫМИ ЭЛЕКТРОНАМИ

Габышев Д.Н., Рухадзе А.А.

ФГБП Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, М. 119991, ул. Вавилова 38

Аннотация

Исправлена неточность, допущенная в работе [1] при вычислении потенциала взаимодействия двух электронов в криогенной плазме с вырожденными электронами. Полученная исправленная формула лишь количественно отличается от формулы (2.4), полученной в [1]. Качественный вывод, что обменное волновое взаимодействие электронов оказывается притягательным, сохраняется, меняется зависимость потенциала взаимодействия от расстояния между электронами.

В работе [1] был вычислен потенциал обменного волнового взаимодействия электронов в криогенной плазме с вырожденными электронами. Волновое взаимодействие было обусловлено обменом ионно-звуковой волной, которая существует при выполнении условий существования ионно-звуковой волны

$$\varepsilon_F = \frac{mv_F^2}{2} = \frac{(3\pi^2)^{2/3} \hbar^2 n_e^{2/3}}{2m} \gg T_e \geq T_i, \quad (1)$$
$$v_F = \sqrt{\frac{\varepsilon_F}{m}} \gg \frac{\omega}{k} \gg v_{Ti} = \sqrt{\frac{T_i}{M}},$$

здесь m и T_e — масса электрона и его температура (энергия) электронной компоненты плазмы, соответственно, M и T_i — масса иона и температура ионной компоненты, а ε_F и v_F — энергия Ферми электронов и их скорость в вырожденной электронной плазме, n_e — концентрация электронов, ω/k — фазовая скорость волны, v_{Ti} — скорость ионов плазмы.

Потенциальная энергия взаимодействия двух электронов в среде с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_{ij}(\omega, \vec{k})$ определяется выражением [2]

$$U(\vec{r}) = \frac{4\pi e^2}{(2\pi)^3} \int \frac{e^{i\vec{k}\vec{r}}}{k^2 \varepsilon(\vec{k}\vec{v}, \vec{k})} d^3 \vec{k}, \quad (2)$$

где $\vec{r}$ — расстояние между электронами, а $\vec{v}$ — скорость их относительного движения. В дальнейшем один электрон будет считаться покоящимся, а второй движущимся со скоростью $\vec{v}$ относительно него. Величина $\varepsilon(\omega, \vec{k}) = \frac{k_i k_j}{k^2} \varepsilon_{ij}(\omega, \vec{k})$ — эффективная продольная диэлектрическая проницаемость.

В работе [1] было использовано выражение для $\varepsilon(\omega, k)$, соответствующее начальной задаче развития в плазме ионно-звуковых колебаний, т.е. с учетом мнимой части диэлектрической проницаемости [2]. При рассмотрении же стационарной задачи следует пользоваться выражением без мнимой части [3]:

$$\varepsilon(\omega, k) = 1 + \frac{1}{k^2 r_D^2} - \frac{\omega_{Li}^2}{\omega^2}. \quad (3)$$

Здесь ленгмюровская частота ионов равна $\omega_{Li} = \sqrt{4\pi e^2 n_i / M}$, а дебаевский радиус для электронов с ленгмюровской частотой $\omega_{Le} = \sqrt{4\pi e^2 n_e / m}$ равен $r_D = v_F / \omega_{Le} \sqrt{3}$. При вычислении (2) несобственный интеграл вычисляется в смысле главного значения [4].

Подставляя (3) в формулу (2), получаем

$$U(r) = \frac{e^2}{\pi} \int_0^{+\infty} \frac{k^2}{k^2 + \frac{1}{r_D^2}} \left[\int_{-1}^{+1} e^{ikrx} \left(1 + \frac{x_0^2}{x^2 - x_0^2} \right) dx \right] dk, \quad (4)$$

здесь $x_0^2 = \frac{a^2}{1 + k^2 r_D^2} = \frac{a^2 r^2 / r_D^2}{r^2 k^2 + r^2 / r_D^2}$, $a^2 = \frac{m}{3M}$. Поскольку в плазме $a \ll 1$, то $x_0 \ll 1$.

После несложных вычислений из (4) получаем

$$U(r) = U_1(r) + U_2(r),$$

$$U_1(r) = \frac{e^2}{r} e^{-\frac{r}{r_D}}, \quad U_2(r) = \frac{e^2}{\pi} \int_0^{+\infty} \frac{k^2}{k^2 + \frac{1}{r_D^2}} \left[\int_0^1 \frac{2e^{ikrx} x_0^2}{x^2 - x_0^2} dx \right] dk, \quad (5)$$

Используя подстановку $u = kr$,

$$U_2(r) = \frac{e^2}{\pi r} \int_0^{+\infty} \frac{u^2}{u^2 + \frac{r^2}{r_D^2}} \left[\int_0^1 \frac{2e^{iux} x_0^2}{x^2 - x_0^2} dx \right] du =$$

$$= \frac{e^2}{\pi r} \int_0^{+\infty} \frac{u^2}{u^2 + \frac{r^2}{r_D^2}} x_0 \left[\int_0^1 \cos ux \left(\frac{1}{x - x_0} - \frac{1}{x + x_0} \right) dx \right] du, \quad (6)$$

где $x_0 = x_0(k)$. Можно переписать часть $U_2(r)$ потенциала $U(r)$ в виде

$$U_2(r) = \frac{e^2 a}{\pi r_D} \int_0^{+\infty} u^2 \left(u^2 + \frac{r^2}{r_D^2} \right)^{-\frac{3}{2}} J(u) du, \quad (7)$$

$$J(u) = \int_0^1 \frac{\cos ux}{x - x_0} dx - \int_0^1 \frac{\cos ux}{x + x_0} dx = - \int_0^1 \frac{\cos ux}{x + x_0} dx + \int_0^{x_0 - \varepsilon} \frac{\cos ux}{x - x_0} dx + \int_{x_0 + \varepsilon}^1 \frac{\cos ux}{x - x_0} dx,$$

здесь $\varepsilon > 0$ — уже бесконечно малое положительное число. Аккуратные вычисления интегралов в смысле главного значения дают выражение

$$J(u) = J_1 + J_2 + J_3 = - \left[\cos ux_0 \int_{(1-x_0)u}^{(1+x_0)u} \frac{\cos z}{z} dz + \sin ux_0 \left(\int_{(1-x_0)u}^{(1+x_0)u} \frac{\sin z}{z} dz - 2 \int_{(1-x_0)u}^{\varepsilon u} \frac{\sin z}{z} dz \right) \right], \quad (8)$$

не содержащее особенностей при $\varepsilon \rightarrow 0$, поэтому в дальнейшем положим $\varepsilon := 0$. Интегралы, входящие в (8), задаются в классе специальных функций [5] и получили наименование интегральных синуса и косинуса. Поэтому (8) можно переписать в виде:

$$J(u) = \cos ux_0 \{ \text{Ci}[(1-x_0)u] - \text{Ci}[(1+x_0)u] \} - \sin ux_0 \{ \text{Si}[(1-x_0)u] + \text{Si}[(1+x_0)u] \}. \quad (9)$$

Вводя безразмерное расстояние $\rho = r/r_D$, записываем потенциал в виде

$$U(\rho) = \frac{e^2}{r_D} \left[\frac{e^{-\rho}}{\rho} + \frac{a}{\pi} \int_0^{+\infty} u^2 (u^2 + \rho^2)^{-\frac{3}{2}} J(u) du \right], \quad (10)$$

где $x_0 = a\rho / \sqrt{u^2 + \rho^2}$. Функция $J(u)$ на бесконечности выходит на константу $J|_{u \rightarrow \infty} = -\pi \sin(a\rho)$, поэтому интеграл в (10), вообще говоря, расходится. Однако, в

действительности внешний интеграл в (5) достаточно брать не до $+\infty$, а до $k_{\max} = \omega_{Li}/v_s$, где $v_s = \sqrt{\varepsilon_F/M}$. Это следует из условия применимости формулы (1.4) для спектра ионного звука [1]: $\omega_{Li} \geq kv_s$. Соответственно, следует ограничить верхний предел интегрирования в (7) и (10) значением $u_{\max} = k_{\max} \rho r_D = \rho$ ($k_{\max} = \sqrt{\frac{4\pi e^2 n_e}{\varepsilon_F}}$, $r_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_F}{4\pi e^2 n_e}}$). Окончательно получаем

$$U(\rho) = \frac{e^2}{r_D} \left[\frac{e^{-\rho}}{\rho} + \frac{a}{\pi} \int_0^{\rho} u^2 (u^2 + \rho^2)^{-\frac{3}{2}} J(u) du \right]. \quad (11)$$

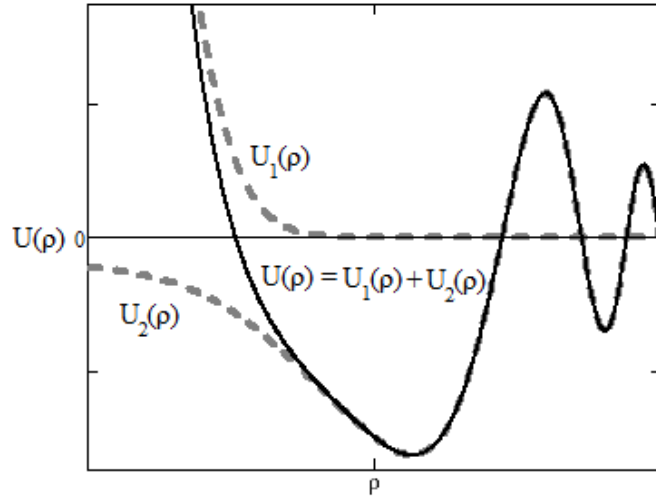


Рис.1. Эскиз потенциала $U(\rho)$ как суммы $U_1(\rho)$ и $U_2(\rho)$.

Далее для удобства отображения результатов все потенциалы и функции в тексте, таблице и на графиках будут рассчитываться в единицах e^2/r_D .

Потенциал $U_j(\rho)$ изображен на рис. 2.

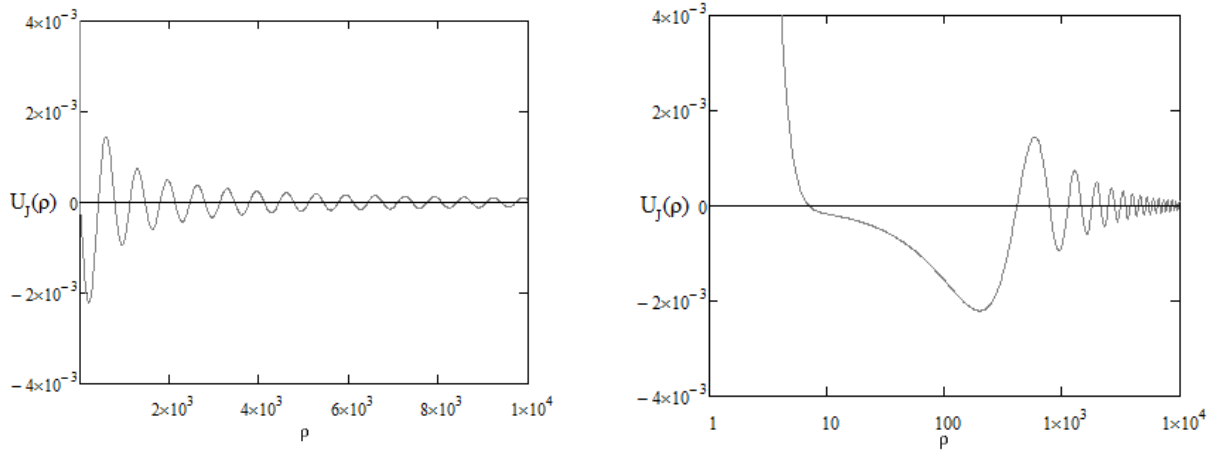


Рис.2. Слева — потенциал $U_j(\rho)$ для водородной плазмы $a = 1,347 \cdot 10^{-2}$. Справа — тот же график в логарифмическом масштабе по оси ρ .

Из рис. 2 видно, что вблизи нуля преобладает отталкивание электронов, но уже при $\rho = 7,045$ отталкивание сменяется притяжением, так что глобальный минимум потенциала, равный $-2,206 \cdot 10^{-3}$, наблюдается вблизи значения $\rho = 199,0$. Далее энергия притяжения ослабевает, и около $\rho = 411,7$ притяжение сменяется отталкиванием. Далее знак потенциала продолжает чередоваться почти периодически примерно каждые $a\pi 2\sqrt{2} \approx 660$ дебаевских радиусов.

Выводы

1. Модель, рассмотренная в работе [1], качественно правильно описывает взаимодействие электронов в плазме с вырожденными электронами и холодными ионами, в которой может существовать ионный звук. Волновое взаимодействие электронов, обусловленное обменом ионно – звуковыми волнами, соответствует притяжению электронов, а на расстояниях больше дебаевского радиуса может превосходить экранированное кулоновское взаимодействие.
2. Точная модель, рассмотренная в настоящей работе, может быть реализована в случае водородной плазмы только при высоких давлениях, порядка $6 \cdot 10^3$ атмосфер и при температурах ниже 150 К. Возможно ли в такой плазме образование связанной электронной пары и возникновения условия для сверхпроводимости представляет самостоятельную проблему и будет рассмотрена в отдельной статье.

Литература

- [1] Битюков В.К., Рухадзе А.А. Волновое взаимодействие электронов в криогенной плазмоподобной среде с вырожденными электронами. Краткие сообщения по физике №3, 2015, с. 3–6.
- [2] Александров А.Ф., Рухадзе А.А. Лекции по электродинамике плазмоподобных сред. — М.: Издательство Московского университета. Физический факультет МГУ, 1999.
- [3] Попов В.Ю., Силин В.П. Миф об ошибках А.А. Власова в книге 1945г. Физика Плазмы, 2014. Т. 40. Вып.4, с. 368-375. См. также статью В.П. Силина в сб. Об основополагающих работах А.А. Власова по физике плазмы и их обсуждение, М. «Мир журналов», 2014.
- [4] В.П. Силин «К теории ионно-звуковой турбулентности», Прикладная физика, 2012. №6 с.5-9.
- [5] Справочник по специальным функциям с формулами, графиками и таблицами / под ред. М. Абрамовича и И. Стиган. — М.: Наука, 1979. С. 59–76.

РАЗРЯД НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ В СМЕСИ ИНЕРТНЫХ ГАЗОВ С ПАРАМИ ВОДЫ: ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА И ПРАКТИЧЕСКИЕ ПРИМЕНЕНИЯ

Н. А. Тимофеев

*Санкт-Петербургский государственный университет, Университетская наб. 7/9,
Санкт-Петербург, Россия*

Присутствие молекулярной примеси в плазме газового разряда приводит, как правило, к существенному обогащению протекающих в плазме процессов, которые часто начинают полностью определять свойства плазмы даже в случае относительно малой концентрации такой добавки. По этой причине разряды с молекулярными добавками представляют большой интерес как для научных исследований, так и для практических приложений.

Одним из таких физических объектов является разряд в смеси инертных газов с парами воды, причем концентрация молекул воды существенно меньше концентрации атомов инертного газа. Исследования [1-3] показали, что такой разряд является источником сильного излучения молекул гидроксила ОН 306.4 nm. Рисунок 1 показывает, что интенсивность данной полосы значительно превосходит остальное излучение в области 220-940 nm. Молекулы воды в этих экспериментах вводились в разрядный объем фиксированными порциями. Сильное излучение ОН 306.4 nm натолкнуло на мысль о возможности создания эффективного безртутного источника УФ излучения (источника света).

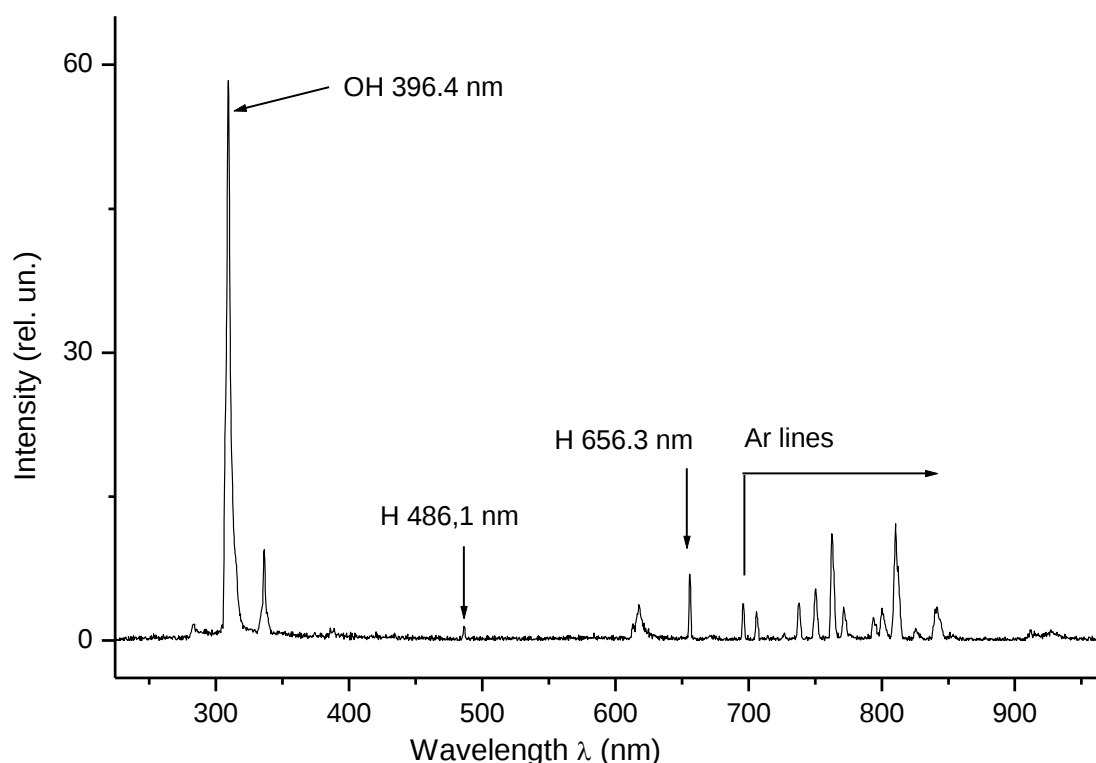


Рис .1. Спектр излучения DC разряда в смеси аргона с парами воды, возбуждаемого в кварцевой трубке. Давление аргона $P_{RG} = 1330$ Pa, разрядный ток $i = 200$ mA [1-3].

На следующем рисунке 2 представлены спектры излучения разрядов в смеси Ar с парами воды, когда внутренняя поверхность трубки покрыта слоем люминофора [4,5]. Люминофор играл в этих экспериментах тройную роль: 1) как оказалось, люминофор хорошо поглощает молекулы воды при относительно низкой температуре и выделяет их при нагревании, причем давление насыщенных паров воды в этом случае фиксируется температурой стенок разрядной трубки (температура стенок задает концентрацию молекул воды в отличие от разряда, в котором вода вводится фиксированными порциями [1-3]), 2) люминофор являлся индикатором разложения молекул воды на атомарный водород и молекулы гидроксила (присутствие в спектре атомарных линий водорода), и 3) наличие люминофора приближало конструкцию разряда к реальному источнику света. Приведены спектры при двух температурах стенок разрядной трубки: при 20°C и 90°C. Наглядно видна трансформация спектра с увеличением температуры. Сплошной спектр на рисунке 2 – свечение трехполосного люминофора, возбуждаемого полосой OH 306.4 nm. Интегральное излучение люминофора значительно превосходит излучение линий аргона и водорода.

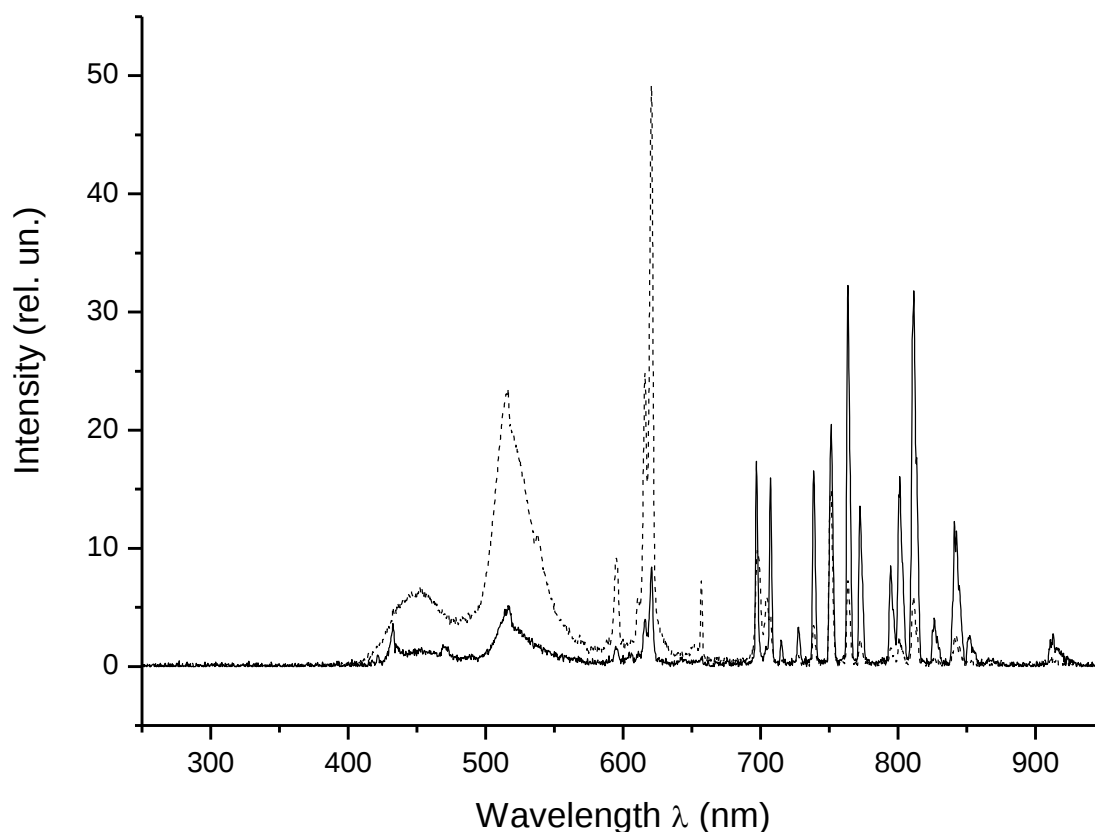


Fig.2. Спектр излучения разряда ($\text{Ar}+\text{H}_2\text{O}$) при 20°C (сплошная линия) и 90°C (пунктир).
 $P_{\text{RG}} = 133 \text{ Pa}$, $i = 0.3 \text{ A}$ [4].

Измерение светотехнических характеристик такого разряда показало, что его светоотдача существенно выше световой отдачи разряда без люминофора [4,5]. Рисунок 3 дает относительную светоотдачу при изменении температуры стенок для трех смесей $\text{Ar}+\text{H}_2\text{O}$, $\text{Ne}+\text{H}_2\text{O}$, $\text{Kr}+\text{H}_2\text{O}$. Видно, что, во-первых, разряд с аргоном имеет явное преимущество и, во-вторых, наблюдается максимум светоотдачи при давлении около $55\text{-}60^\circ\text{C}$.

Моделирование рассматриваемой плазмы проводилось на основе анализа процессов, определяющих ее свойства. Было определено, что

- оптимальное давление паров воды, которое может обеспечить измеренную экспериментально интенсивность полосы OH 306.4 nm , составляет $(1\text{-}2) \text{ Pa}$;

- в условиях разрядной плазмы главным процессом появления молекул гидроксила являются тушащие столкновения молекул воды с возбужденными (главным образом, метастабильными) атомами инертного газа: $\text{Rg}^* + \text{H}_2\text{O} \rightarrow \text{OH}(A^2\Sigma^+) + \text{H} + \text{Rg}$, причем этот процесс является главным процессом гибели метастабильных атомов инертного газа при давлении паров воды $P_{\text{H}_2\text{O}} > 0.1 \text{ Pa}$;

- излучение гидроксила 306.4 nm создается столкновениями электронов с молекулами гидроксила, рожденными в вышеупомянутой реакции (это означает, что электронное разрушение молекул воды отсутствует);

- подвижность электронов, так же как и в разряде в чистом инертном газе, определяется упругими столкновениями с атомами инертного газа;

- потери энергии электронами определяются неупругими столкновениями с молекулами воды;

- основными ионами в рассматриваемой плазме являются по-прежнему ионы инертного газа.

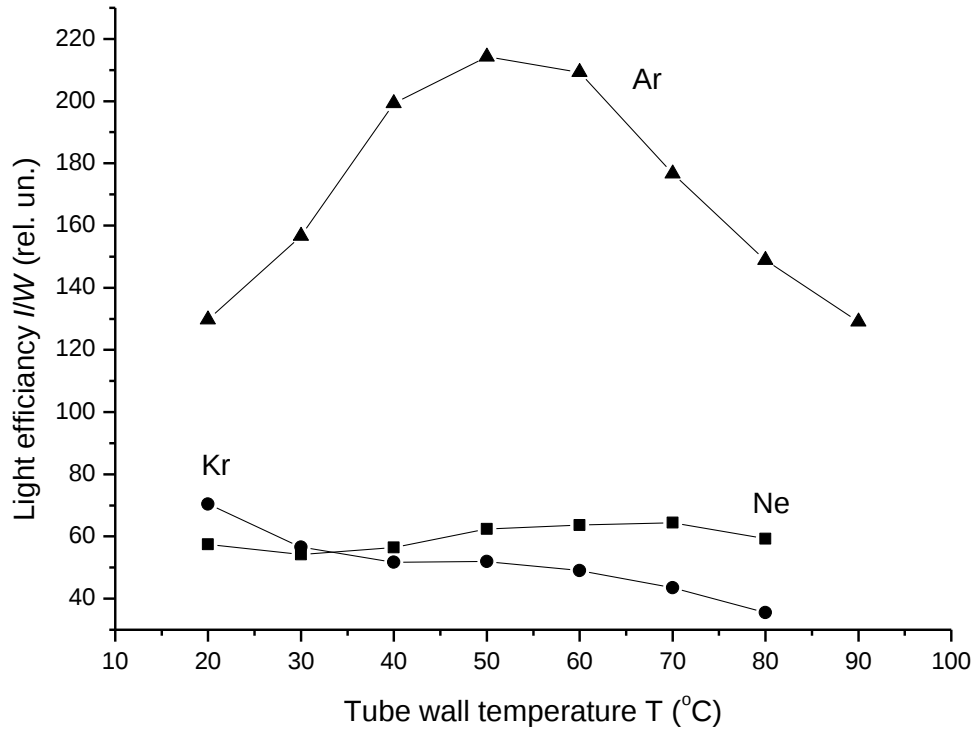


Fig.6. Светоотдача разрядов в смеси паров воды с Ar, Ne и Kr в зависимости от температуры стенок разрядной трубки. $P_{RG} = 133 \text{ Pa}$, $i = 0.3 \text{ A}$ [4].

Используя уравнение баланса энергии электронов, тока разряда и баланса числа метастабильных атомов были получены функциональные зависимости напряженности электрического поля, концентраций электронов и метастабильных атомов от внешних параметров – концентраций атомов инертного газа N_0 и молекул воды N_{H_2O} , радиуса разрядной трубки R и величины тока i :

$$E \cong C_E (N_0 N_{H_2O})^{1/2}, \quad n_e \cong C_n (N_0 / N_{H_2O})^{1/2} i R^{-2}, \quad N_m \cong C_m (Z_{mi} N_0 R^2)^{-1}.$$

Здесь Z_{mi} есть скорость ступенчатой ионизации атома инертного газа из метастабильного состояния (главным образом, 3P_2), коэффициенты C_E , C_n и C_m могут рассматриваться как константы, поскольку являются весьма слабыми функциями средней энергии (температуры) электронов.

Решение системы уравнений баланса для концентраций метастабильных атомов инертного газа N_m , концентрации молекул гидроксила в основном N_{OH} и возбужденном N_{OH}^* состояниях, а также атомов водорода N_H дало следующие функциональные зависимости:

$$N_m = C_m (N_0 R^2)^{-1}, \quad N_{OH} = C_{OH} N_{H_2O}, \\ N_{OH}^* = C_{OH}^* (N_{H_2O} / N_0) R^{-2} [Z_{qu}^* + C_{OH}^{**} i N_0 (N_0 / N_{H_2O})^{1/2}], \quad N_H = C_H N_{H_2O},$$

где Z_{qu}^* есть константа тушения возбужденных атомов инертного газа молекулами воды с образованием возбужденной молекулы гидроксила $OH(A^2\Sigma^+)$. Как и раньше, коэффициенты C_m , C_{OH} , C_{OH}^* , C_{OH}^{**} и C_H являются слабыми функциями температуры электронов и могут рассматриваться как константы. Полученные выражения для основных характеристик плазмы позволили также найти интенсивность излучения полосы OH 306.4 nm и световую отдачу плазмы. Сравнение рассчитанных характеристик с измеренными показало хорошее соответствие.

Используя разработанную модель, было предложено и исследовано три возможных пути увеличения эффективности генерации УФ-излучения 306.4 nm молекулы гидроксила для случая разряда в смеси аргона с парами воды [6].

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

2. Увеличения концентрации молекул гидроксила в разряде можно добиться использованием катализатора, ускоряющего развал молекул воды на атомарный водород и гидроксил. Известно (см. напр. [7]), что таким катализатором может быть двуокись титана TiO_2 , которая в присутствии УФ-излучения обеспечивает разложение молекулы воды: $H_2O \rightarrow OH + H$. Включение действия катализатора в разработанную модель плазмы показывает реальную возможность увеличения концентрации молекул гидроксила в основном и возбужденном состояниях, интенсивности и эффективности генерации УФ-излучения молекул OH. Увеличение концентрации молекул гидроксила, как показывают оценки, может быть до трех раз, что заметно увеличит интенсивность УФ-излучения и эффективность η . Экспериментальные исследования показали, что присутствие катализатора действительно существенно влияет на свойства разряда.

3. Использование импульсно-периодического способа питания разряда. Импульсно-периодическое питание тлеющего разряда приводит к существенному увеличению напряженности электрического поля в импульсе тока. Это, в свою очередь, при определенных условиях разряда увеличивает долю энергии, идущей на неупругие процессы, и может увеличить эффективность генерации излучения плазмой. Импульсно-периодический разряд в смеси аргона с парами воды обладает существенной особенностью – возможным присутствием отрицательных ионов, образованию которых может способствовать фаза послесвечения. Отрицательные ионы уменьшают проводимость и, как результат, увеличивают электрическую мощность, рассеиваемую в плазме. Измерения напряженности электрического поля в положительном столбе импульсно-периодического разряда подтвердили данное предположение. К сожалению, по всей видимости, этот фактор явился причиной того, что нам экспериментально не удалось найти условия разряда, в которых эффективность генерации УФ-излучения молекулами гидроксила превышает эффективность генерации в разряде постоянного тока.

Литература

- [1] M. Khodorkovsky, V. Milenin, S. Kidalov, N. Timofeev, A. Vul', The effective low-pressure gas discharge source of optical radiation based on hydroxyl OH. // Proc. XXIIIth ICPIG, Toulouse, France. – 1997. - V.3. - P.56.
- [2] M. Khodorkovsky, V. Milenin, S. Kidalov, N. Timofeev, A. Vul', Investigation of a glow discharge in a mixture of Ar and OH. // Tech. Phys. Let. - 1999. - V.25. - No.4. - P.321.
- [3] M. Khodorkovsky, V. Milenin, S. Kidalov, N. Timofeev, A. Vul', New effective low-pressure gas discharge source of optical radiation using hydroxyl OH. // Tech. Phys. Let. – 1999. - V.25. - No.4. - P.321.

- [4] E. Artamonova, N. Timofeev, M. Khodorkovskii et al, Low pressure water vapor discharge as a light source: 1. Spectroscopic characteristics and efficiency. // Journal of Physics D: Applied Physics. - 2008. - V.41. - P.155206.
- [5] E. Artamonova, N. Timofeev, M. Khodorkovskii et al, Low pressure water vapor discharge as a light source: 2. Electrical characteristics. // Journal of Physics D: Applied Physics. - 2009. - V.42. - P.175204.
- [6] E. Artamonova, N. Timofeev, M. Khodorkovskii et al, Possible ways to increase the efficiency of a low-pressure water vapour discharge as a light source. // Light Research and Technology. - 2015. - 09. - DOI: 10.1177/1477153515602741.
- [7] A. Fujishima, K. Honda, Electrochemical Photolysis of Water at a Semiconductor Electrode. // Nature. - 1972. - V.238. - P.5358.

СТАБИЛИЗАЦИЯ ПЛАЗМЕННО-ПЫЛЕВЫХ СТРУКТУР ПЕРЕМЕННЫМ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ

Л.М. Василяк

Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, ул. Ижорская 13, стр. 2

В высокочастотном и тлеющем разрядах при низком давлении газа могут длительное время существовать пылевые облака из заряженных пылевых частиц при условии, что заряженные частицы находятся в ловушке, созданной полями электрического разряда и гравитационным полем, и такие структуры известны как пылевая плазма [1, 2]. Кроме потенциальных полей на динамическое равновесия заряженных пылинок влияют и непотенциальные силы и поля, такие как неоднородное тепловое поле и сила увлечения ионов и электронов при их движении в плазме. Долгоживущие плазменные образования в плотной атмосфере могут содержать большое количество заряженных пылевых частиц, которые могут обеспечить устойчивость, длительное время жизни и энергетику таких плазменно-пылевых структур, что представляет интерес для пылевых бурь на Земле или на Марсе. В Вакуумных условиях такие заряженные частицы представляют интерес в космосе и на поверхности Луны [1].

При воздействии на частицы внешней периодической силой можно вызвать колебания частиц, наиболее сильное воздействие будет происходить при резонансе, когда частота возмущающей силы будет равна частоте собственных колебаний частиц в удерживающей их плазменной ловушке. Воздействовать на пылевые структуры в плазме можно не только с помощью воздействия на частицы внешней силой, но и путем изменения свойств ловушки, которые относятся к параметрическим воздействиям. Реакция структуры на параметрические воздействия может принципиально отличаться от случая силового резонанса. При параметрической раскачке колебаний нижний резонанс наступает при удвоенной частоте и требуется определенный порог по интенсивности параметрического воздействия. Основное отличие заключается в том, что при параметрическом воздействии можно не только вызвать колебания частиц, но и сделать систему более устойчивой.

Поскольку общая масса пылевых частиц существенно больше массы окружающей плазмы, а заряд на пылевых частицах может составлять значительную долю от одноименного заряда в плазме, то стабилизация облака пылевых частиц должна приводить к стабилизации всего плазменно-пылевого образования. При параметрических воздействиях для создания стабилизирующего потенциала необходимо, чтобы частота воздействия была много больше частоты собственных колебаний пылевых частиц. Такие воздействия на пылевые структуры могут быть реализованы с помощью температурных градиентов, перепадов давления, воздействия внешним электрическим полем, воздействия пучками заряженных частиц, лазером. Частота собственных колебаний мелких частиц в электрическом поле может находиться в диапазоне от нескольких герц до нескольких

десятков, поэтому частота параметрических возмущений для стабилизации должна составлять десятки и сотни герц, что вполне может быть реализовано при грозовых условиях в атмосфере за счет звуковых или электрических колебаний и волн.

Удобным способом воздействия на заряженные пылевые частицы в лабораторных условиях является воздействие электрическим полем. Однако для электрического поля реакция системы зависит не только от частоты, но и от длительности и интенсивности электрического импульса. Воздействие медленно меняющимися слабыми электрическими полями приводит как к непосредственному силовому воздействию на граничные пылевые частицы, что вызывает их движение и частичную деформацию структуры, так и к возмущению плазменной ловушки, удерживающей частицы. Вследствие этого при импульсно-периодическом воздействии отделить в отклике вынужденные колебания частиц от параметрического возбуждения не всегда представляется возможным. Уменьшая длительность импульса можно реализовать условия, когда пылевые частицы не сдвигаются во время действия импульса, и воздействие на структуру будет определяться изменением параметров фоновой плазмы. При наложении на структуру периодических воздействий можно получить более устойчивую структуру или изменить форму уже имеющейся.

В [3] наносекундные импульсы амплитудой 1-17 кВ и длительностью 20 нс воздействовали на однослойную структуру из 14 пылевых частиц над нижним электродом ВЧ-разряда. Под воздействием пылевые частицы начинают колебаться в вертикальной плоскости. Амплитуда осцилляций максимальна при резонансной частоте и увеличивается от 150 мкм при амплитуде высоковольтных импульсов 1.5 кВ до 650 мкм при 8.1 кВ. Для возникновения неустойчивости требуется порог по частоте и порог по амплитуде высоковольтного импульса. Наблюдается параметрическое возбуждение неустойчивости, которое в первом приближении можно описать уравнением Матье. Уравнение Матье имеет два типа решений, устойчивые решения, когда амплитуда колебаний частиц ограничена, и неустойчивые, когда амплитуда экспоненциально нарастает. Наличие линейного затухания не стабилизирует неустойчивость, а лишь смещает и сужает границы зон неустойчивости.

В [4] для воздействия на пылевую структуру в страте тлеющего разряда использовались высоковольтные импульсы длительностью 40 нс и амплитудой 10-20 кВ. Воздействие на пылевые частицы, в основном, будет связано с увеличением их заряда за счет увеличения энергии электронов. Зарядка пылевых частиц электронами происходит за несколько микросекунд, а уменьшение отрицательного заряда частицы под действием потока тепловых ионов происходит за время $\sim 10^{-4}$ сек. Это время определяет характерное время действия электрической силы на пылевую частицу. При частотах 10-20 Гц наблюдаются колебания пылевой структуры, которые исчезают при частотах выше 25 Гц. При данном способе параметрического воздействия заряд изменяется на всех частицах, и электрическое поле действует на все частицы. Это принципиально отличается от случая воздействия медленно меняющимися низкочастотными электрическими полями, при котором происходит смещение только граничных слоев пылевых частиц.

В работе [5] для параметрического воздействия на пылевые частицы в плазме ВЧ разряда применялась низкочастотная модуляция (НЧ) амплитуды ВЧ напряжения (13,56 МГц), подаваемого на разряд в цилиндрической разрядной трубке диаметром 5 см с межэлектродным расстоянием 4 см в воздухе при 0,1-0,5 Торр при напряжении 100-110 В. Структура диаметром 40 мм и толщиной около 5 мм наблюдалась на расстоянии 5 мм выше нижнего электрода. Среднее расстояние между частицами алюминия диаметром 1-5 мкм в слое составляло около 200 мкм, а расстояние между слоями около 300 мкм. Полидисперсные частицы окиси магния 5-20 мкм располагались в поперечном слое на разных расстояниях друг от друга, причем в центральных областях наблюдалась более плотная структура. Воздействие наблюдается уже при глубине модуляции 10%. При всех частотах модуляции частицы совершают малые колебания с амплитудой много меньшей, чем расстояние между слоями в вертикальной плоскости. При частоте модуляции около

50 Гц происходит стабилизация частиц и структуры, и образуется однородная стабильная структур, при этом происходит уменьшение среднего расстояния между частицами, хаотическое движение частиц в слое резко уменьшается. Модуляция приводит к удвоению числа частиц в слое, возникновению дальнего порядка и переходу частиц из жидкостного состояния к состоянию, близкому к кристаллическому. Увеличение плотности частиц в слое при динамической стабилизации связано с тем, что на пылевые частицы в переменном неоднородном электрическом поле в слое объемного заряда действует небольшая средняя сила динамического давления, которая направлена к центру ловушки и обеспечивает устойчивость структуры. Эта сила аналогична силе ВЧ давления, удерживающая ионы в радиочастотной ловушке Пауля. Для частоты модуляции ниже 50 Гц при уменьшении частоты модуляции наблюдается резонансное возбуждение частиц. Экспериментальные значения резонансных частот лежат в диапазоне 16-24 Гц, что связано с полидисперсностью используемых частиц.

При формировании однородных трехмерных плазменно-пылевых образований в условиях микрогравитации на МКС в центре пылевого облака образуется область, свободная от пылевых частиц - войд. При наложении на ВЧ электроды дополнительного НЧ напряжения войд исчезает, и структура из пылевых частиц становится сплошной [6]. Закрытие войда связано с возникновением дополнительной динамической силы, действующей на пылевые частицы в электростатической ловушке, созданной усредненными ВЧ плазменными полями, при ее модуляции НЧ напряжением. Эта сила возникает из-за НЧ модуляции положения равновесия пылинки в неоднородном электрическом поле ловушки вдоль координаты z . Движение пылевой частицы в этом случае можно представить в виде суммы колебаний с частотой $\omega = 2\pi f$ и медленного смещения под действием силы, усредненной по этим осцилляциям. Эта сила может быть записана в виде $F = -Q^2(E \cdot dE/dz)/2M\omega^2$, где E -низкочастотная составляющая электрического поля ловушки, M – масса пылевой частицы. Пылевые частицы под действием этой силы смещаются в направлении более слабого электрического поля, то есть к центру ловушки, и улучшают устойчивость заряженной пылевой структуры.

Модуляцию плазменной ловушки можно производить и с помощью модулированного электронного пучка с частотой следования импульсов 2 - 200 Гц. Без модуляции частицы хаотически двигаются около положения равновесия. При повышении частоты модуляции частицы стабилизируются и жестко привязаны к своему местоположению.

При повышении давления в пылевые структуры в ВЧ и тлеющем разрядах исчезают, пылевые частицы не удерживаются в плазме, поскольку с повышением давления изменяется структура этих разрядов, исчезают страты в тлеющем разряде и потенциальные ловушки также исчезают. В коронном разряде при атмосферном давлении воздуха заряженные пылевые частицы неустойчивы, более того, коронный разряд применяется для удаления пыли из газовых потоков. Для создания устойчивых долгоживущих систем из заряженных пылевых частиц при высоких давлениях необходимо создать потенциальную ловушку.

Одним из возможных способов может быть применение ловушки Пауля [7] с переменными электрическими полями. Для создания протяженных облаков можно применять линейные ловушки Пауля из параллельных цилиндрических стержней, на которые подается переменное электрическое напряжение со сдвигом фаз. В такой ловушке нам удалось создать устойчивое облако заряженных частиц размерами 5-30 мкм с зарядами несколько десятков тысяч электронов [8, 9]. В квадрупольной ловушке с расстоянием между электродами 1,3 см и длиной 6,5 см между торцевыми запирающими электродами заряженные пылевые частицы удерживались переменными электрическими полями частотой 50-500 Гц при амплитуде напряжения несколько кВ. Количество частиц в ловушке было ограниченным и не превышало двухсот, поскольку из-за кулоновского расталкивания облако заряженных частиц выталкивает избыточные частицы из ловушки. Для удержания большого количества частиц, более 2000 была применена ловушка с

большими размерами (межэлектродное расстояние - 3 см, длина - 33 см) и увеличена амплитуда напряжения (см. доклад в трудах данной конференции). Такие электрические поля вполне способны создавать и удерживать длительное время облака заряженных пылевых частиц во время грозы.

Таким образом, используя низкочастотное параметрическое возбуждение плазмы разряда путем модуляции напряжения разряда, либо наложением дополнительных электрических импульсов, либо воздействием электронного пучка, либо другими воздействиями, например, звуком, можно осуществить динамическую стабилизацию пылевых частиц, которая приводит к перестройке структуры, увеличению ее плотности и возникновению нового динамического равновесия. При большой глубине модуляции или при интенсивных воздействиях происходит раскачка колебаний, вплоть до разрушения структуры.

Работа выполнена при финансовой поддержке Программы фундаментальных исследований Президиума РАН № I.13П «Теплофизика высоких плотностей энергии».

Литература

- [1] Комплексная и пылевая плазма: из лаборатории в космос/ под ред. В.Е. Фортова, Г.Е. Морфилла. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2012.
- [2] P.K. Shukla, A.A. Mamun. Introduction to Dusty Plasma Physics. Taylor & Francis, 2001.
- [3] Pustynnik M.Y. et al// Physics of Plasmas. 2009, V.16. P11375
- [4] Василяк Л.М. и др. // ПЖТФ, 2007, том 33, выпуск 3, С. 87-94.
- [5] Василяк Л.М. и др.// ПЖТФ, 2008, том 34, выпуск 16, С.14-21
- [6] Василяк Л.М. и др. // ФНТП – 2007: Материалы всеросс. конф. (24-27 июня 2007 г.). Петрозаводск. Изд. ПетрГУ, 2007. Т.2. С. 253-257
- [7] Пауль В. //Электромагнитные ловушки для заряженных и нейтральных частиц// УФН. 1990. Т. 160. Вып. 12.
- [8] L M Vasilyak, V I Vladimirov, L V Deputatova, D S Lapitsky, V I Molotkov, V Ya Pecherkin, V S Filinov and V E Fortov. Coulomb stable structures of charged dust particles in a dynamical trap at atmospheric pressure in air //New Journal of Physics. 2013. V. 15. 043047.
- [9] D.S. Lapitsky, V.S. Filinov, L.M. Vasilyak, et al. Confinement of the charged microparticles by alternating electric field in a gas flow// EPL. 2015. V. 110. 15001.

КОГЕРЕНТНЫЕ И НЕЛИНЕЙНЫЕ ПРОЦЕССЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПОЛИХРОМАТИЧЕСКОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ПЛАЗМОЙ НАНОСЕКУНДНЫХ ГАЗОВЫХ РАЗРЯДОВ

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

Дагестанский государственный университет, г. Махачкала

E-mail: nashurb@mail.ru

Плазма наносекундных газовых разрядов является эффективным источником высокоэнергетичных электронов и вследствие этого обладает свойствами пучковой плазмы [1-5]. В таких системах удается создавать плотности возбужденных атомов, сопоставимые с плотностью свободных электронов [6]. Кроме того, в них можно наблюдать ряд новых эффектов взаимодействия электронных потоков с сильными электрическими полями, а также потоков фотонов с возбужденными атомами. В последнее годы активно исследуются процессы взаимодействия когерентного оптического излучения с плотной резонансно поглощающей средой [7–9]. Это, прежде всего, связано с возможностью существования спонтанной когерентности в такой среде и ее влиянием на целый ряд явлений в лазерной физике.

Для создания протяженной оптически плотной резонансно поглощающей среды с успехом можно использовать коаксиальные плазменные волноводы в условиях формирования и распространения высокоскоростных волн ионизации (ВВИ), в которых удастся создать значительные плотности возбужденных атомов [6,10]. Обилие и разнообразие физических процессов, возможность управляемого изменения плотности и неоднородное пространственное распределение заряженных и возбужденных частиц в плазменных волноводах позволяют детально исследовать наиболее типичные процессы взаимодействия когерентного излучения с оптически плотной резонансно поглощающей средой.

Целью данной работы является экспериментальное исследование нестационарных оптических спектров пропускания плазмы наносекундных газовых разрядов в инертных газах вблизи узких спектральных линий поглощения.

Для исследования взаимодействия когерентного излучения с оптически плотной резонансно поглощающей протяженной средой была собрана экспериментальная установка, блок-схема которой показана на рис.1.

Импульсно-периодический разряд с регулируемой частотой до 100 Гц, создавался в спектрально чистом неоне при давлении от 1 до 100 Тор. Изучаемый разряд происходил в кварцевой трубке длиной 42 см, внутренним диаметром 12 мм, снабженной внутренними полыми электродами (рис.2). Разрядная трубка помещалась в металлический экран круглого сечения диаметром 3 см. К электродам трубки посредством коаксиальных кабелей подводилось напряжение от генератора высоковольтных импульсов, собранного по трансформаторной схеме. Генератор имел два независимых выхода, и позволял вырабатывать регулируемые по амплитуде импульсы напряжения с амплитудой до 40 кВ, частотой следования до 100 Гц и длительностью импульсов на полувысоте около 100 нс.

Для регистрации параметров ВВИ вдоль разрядной трубки устанавливались несколько емкостных датчиков, установленных на расстояниях 10 см друг от друга. С целью исключения влияния краевых эффектов крайние датчики устанавливались от границ экрана на расстоянии, превышающем двойной диаметр металлического экрана. Рядом с каждым емкостным датчиком имелось отверстие для установки оптического световода для исследования релаксации возбуждения газа вдоль трубки. Между экраном и заземленным электродом включался шунт из малоиндуктивного сопротивления величиной 50 Ом, сигнал с которого использовался для измерения величины «обратного тока». В качестве регистрирующего прибора использовались осциллографы типа Tektronix TDS 2024B, TDS 3032 (Tektronix, США).

В качестве источника зондирующего оптического излучения использовался лазер типа ND:YAG (LQ 629-100, Solar Laser Systems, Беларусь), генерирующий полихроматическое перестраиваемое по частоте излучение. Оптические спектры регистрировались монохроматором-спектрографом MS7504i (СП СОЛАР ТИИ, Беларусь), на выходе которого был установлен ФЭУ типа Hamamatsu H6780-20 (Hamamatsu Photonics К.К., Япония) и ПЗС – камера HS 102H (PROSCAN special instruments, Беларусь) в которой в качестве фоточувствительного прибора использовался матричный прибор с зарядовой связью (ПЗС) модели S9840 фирмы Hamamatsu. Количество фоточувствительных элементов 2048x14. Область спектральной чувствительности 200 – 1100 нм.

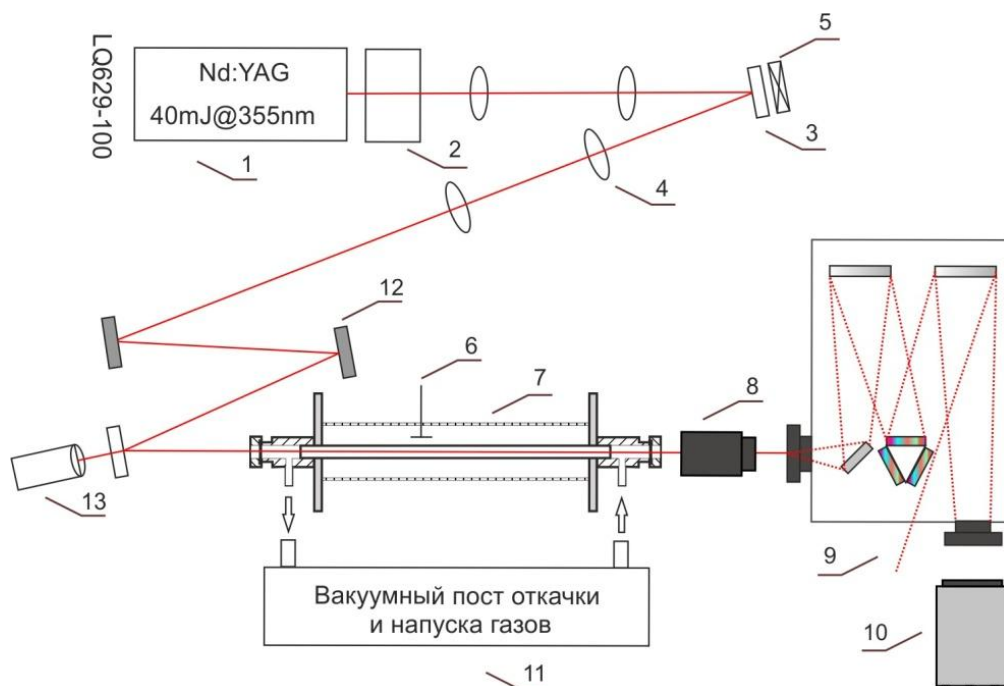


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки. 1-Nd:YAG лазер LQ629-100, с длиной волны на выходе после удвоения 355 нм. 2-Параметрический генератор света LP601, Длина перестройки длины волны генерации от 410 до 680 и от 730 до 2500 (8 мДж@650нм). 3-Стеклопластина. 4-Линзы. 5-Блокиратор луча. 6-Емкостные датчики, вдоль разрядной трубки. 7-Разрядная трубка. 8-Объектив. 9-Спектрограф MS7504i. 10-ПЗС камера. 11-Вакуумный пост откачки и напуска инертных газов (Ne, He, Ar). 12-Зеркала. 13-Фотокатод.

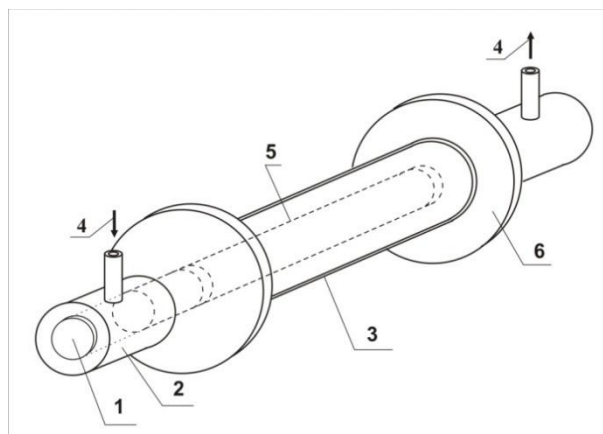


Рис. 2. Схема плазменного волновода. Стеклопластина (5), экран (3), электрод (2), кварцевое окошко для вывода излучения (1), напуск газа (4), изолятор, препятствующий пробоем с электрода на экран (6).

Эксперимент

Лазерные импульсы ND:YAG (LQ 629-100, Solar Laser Systems, Беларусь) лазера (1) с частотой следования 100 Гц, через систему линз (4), фокусирующих и коллимирующих луч в пределах длины разрядной трубки (7) до диаметра пучка 2 мм, пропускались сквозь разрядную трубку (7). Полые электроды позволяли через прозрачные кварцевые окна пропускать лазерное излучение вдоль разрядной трубки. Сама разрядная трубка была установлена на юстировочном столике, имевшем три степени свободы, что позволяло имитировать прохождение излучения лазера под определенным углом к оси разрядной трубки. После выхода лазерное излучение фокусировалось с помощью объектива на

входную щель спектрографа (9). Спектрограф позволял оцифровывать изображение на выходе с помощью ПЗС камеры (10).

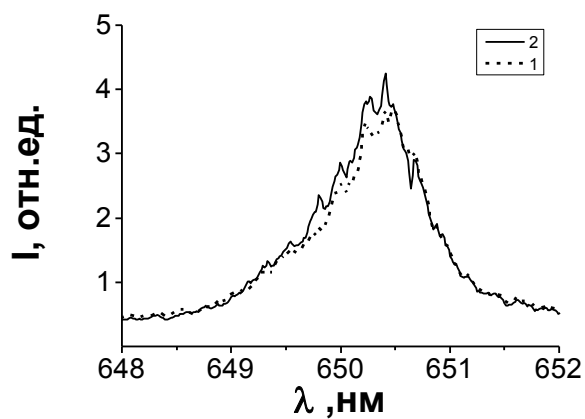
В процессе исследований, выбиралось различное направление прохождения лазерного излучения вдоль разрядной трубки, при этом изменением временной задержки между электрическим разрядом в трубке и лазерным импульсом, менялась концентрация возбужденных атомов в момент взаимодействия с лазерным импульсом, что отражалось в спектрах пропускания регистрируемом спектрографом.

Экспериментальные результаты

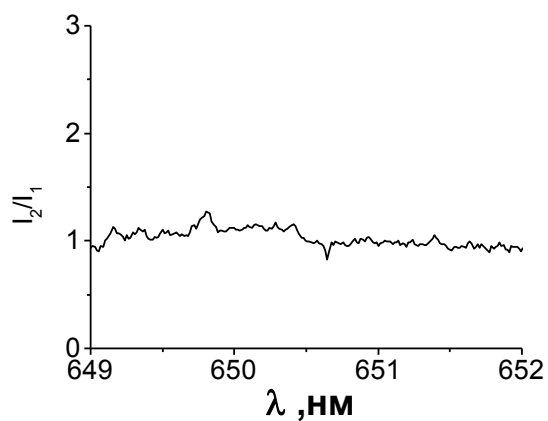
К настоящему времени детально изучены модели и механизмы формирования высокоскоростных волн ионизации (ВВИ) в коаксиальных экранированных разрядных трубках, определены скорости распространения волн ионизации, на фронте волны ионизации обнаружены высокоэнергетичные электроны и связанное с ними рентгеновское излучение, исследованы процессы распространения фронтов свечения.

В докладе представлены результаты комплексного экспериментального исследования плотностей возбужденных метастабильных атомов и спектров пропускания плазмы вблизи узких спектральных линий поглощения в неоне в диапазоне изменения давлений газа 1–100 Тор и амплитуд прикладываемого к электродам напряжения 20–40 кВ. Выполнены детальные экспериментальные исследования динамики наработки метастабильных атомов инертных газов в наносекундных плазменно-пучковых разрядах. Анализ экспериментальных данных показал, что плотности метастабильных атомов проходят через максимум примерно в той же области времен, что и время достижения максимума оптического излучения разряда. Исследована структура фронта высокоскоростной волны ионизации и показано наличие существенных поперечных неоднородностей в распределении оптического излучения и метастабильных атомов в поперечном сечении волны ионизации. Установлены критерии формирования объемной и поверхностной формы структуры фронта ВВИ. Выполнены систематические исследования динамики фронта высокоскоростных волн ионизации в зависимости от давления газа и амплитуды высокоскоростных волн ионизации.

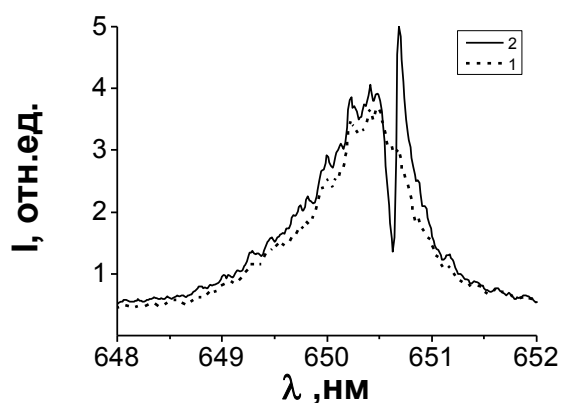
Изучены общие закономерности формирования нестационарных оптических спектров пропускания наносекундных разрядов в неоне вблизи спектральных линий поглощения в условиях формирования и распространения ВВИ в плазменном волноводе. На рис.3-4 представлены спектры зондирующего лазерного излучения и спектры пропускания на выходе коаксиального волновода во время разряда в неоне и отношение спектра излучения, прошедшего разряд к исходному спектру лазера. Зондирующее лазерное излучение входит в центр поперечного сечения коаксиального волновода, а на выходе проходит через периферийную область поперечного сечения с более высокой концентрацией возбужденных атомов неона в метастабильном состоянии, чем в центральной области. На рис.5. представлены спектры пропускания в зависимости от задержки между импульсами лазера и фронтом ВВИ. Соответствующие этим областям зависимости концентраций метастабильных состояний атомов неона от времени представлены на рис.6.



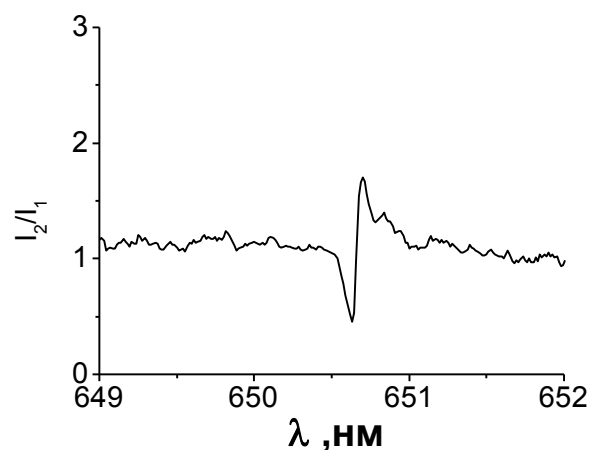
a.



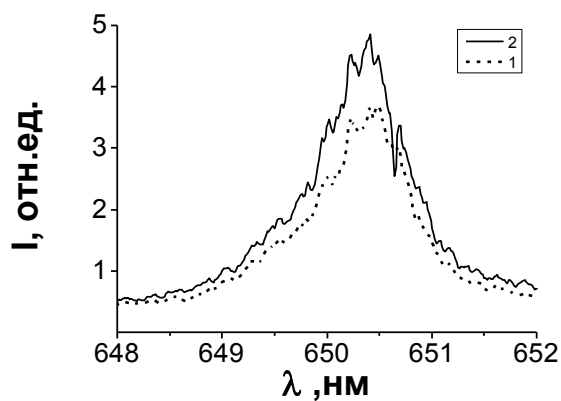
a



b.

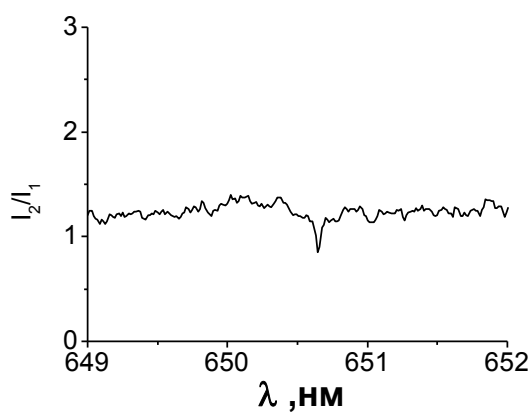


b



c)

Рис.3. Оптический спектр пропускания плазменного столба при давлении газа $P=25$ Тор, амплитуде импульса напряжения $U=28$ кВ. Задержка между импульсами лазера и разряда (a) 10 нс, (b), 60 нс, (c) 180 нс. 1-спектр при выключенном разряде, 2-спектр при включенном разряде.



c)

Рис.4. Отношение спектра излучения, прошедшего разряд к исходному спектру лазера для условий рис.3.

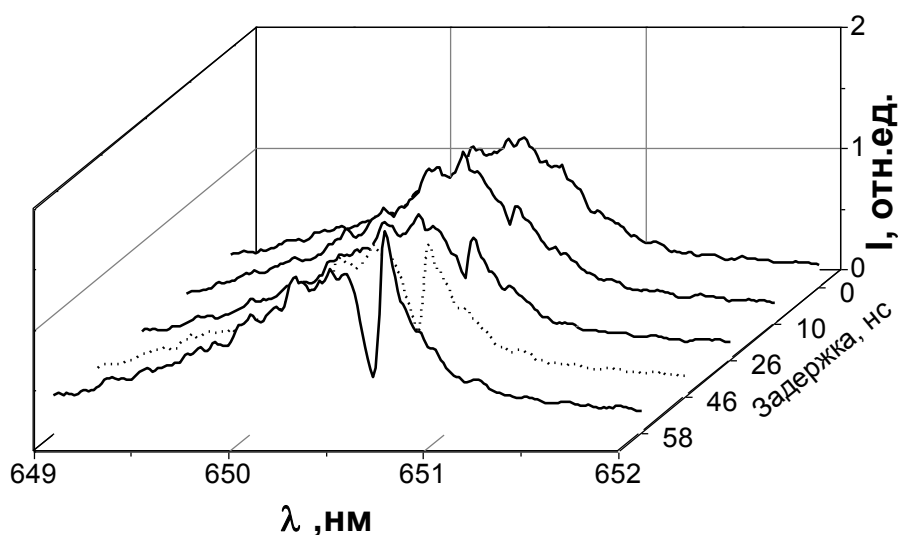


Рис.5. Спектры пропускания в зависимости от задержки между импульсами лазера и фронтом ВВИ при $P=25$ Тор, $U=28$ кВ.

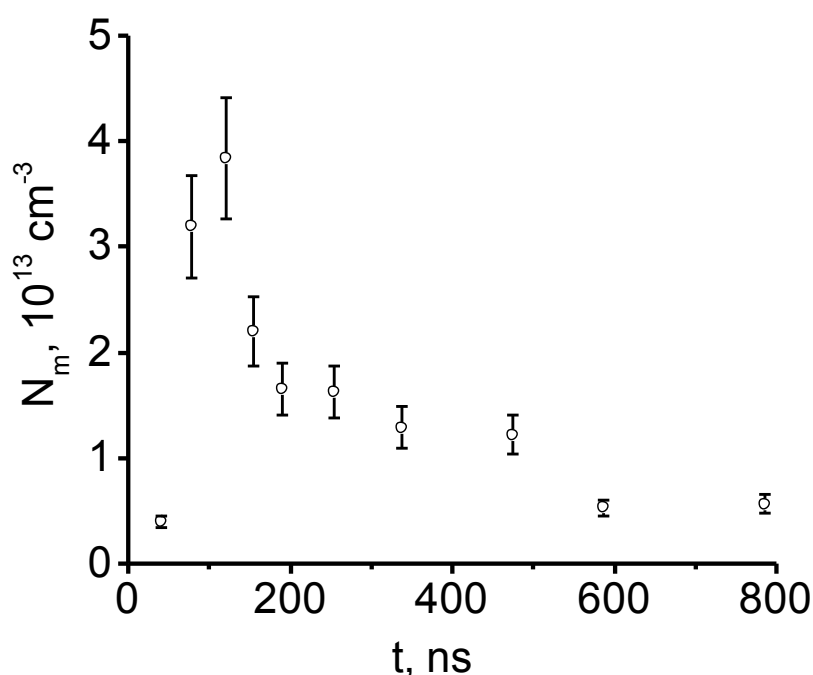


Рис.6. Характерная зависимость плотности метастабильных атомов неона от времени в плазме за фронтом ВВИ.

Систематизация набора экспериментальных результатов показывает, что при распространении лазерного излучения параллельно оси разрядной трубки контур спектральной линии поглощения имеет классическую колоколообразную форму. В то же время, при распространении лазерного излучения под углом к оси разрядной трубки вблизи спектральной линии поглощения формируется спектр пропускания дисперсионного вида (рис. 4б). Кроме того, установлено, что эффект формирования спектра пропускания дисперсионного вида оказывается максимальным при достижении максимального значения поглощающих атомов.

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

Работа выполнена при финансовой поддержке проектной части госзадания Минобрнауки России в научной деятельности, проект 3.1262.2014К и базовой части по заданию № 2014/33, проект № 2644.

Литература

1. Ashurbekov N.A., Iminov K.O., Taibov K.T., Yusupova G.M. The generation of accelerated electrons in the nanosecond discharge in the short interelectrode gap // *Modern Physics Letters B*. 2015. Т. 29. № 19. С. 1550102.
2. Ашурбеков Н.А., Иминов К.О. Стратификация плазменного столба в поперечных наносекундных газовых разрядах с полым катодом // *ЖТФ*. 2015. Т. 85. № 10. С. 42-49.
3. Ашурбеков Н.А., Иминов К.О., Шахсинов Г.Ш., Рамазанов А.Р. Роль высокоэнергетичных электронов при формировании нестационарных оптических спектров излучения и пропускания плазмы за фронтом высокоскоростных волн ионизации // *ТВТ*. 2015. Т. 53. № 5. С. 664
4. Ашурбеков Н.А., Иминов К.О., Рамазанов А.Р., Шахсинов Г.Ш. Динамика формирования импульсного поперечного разряда наносекундной длительности с протяженным полым катодом // *ПЖТФ*. 2014. Т. 40. № 15. С. 71-79.
5. Ashurbekov N.A., Iminov K.O., Kobzeva V.S., Kobzev O.V. Investigation of the processes of periodic plasma structure formation in transverse nanosecond discharge with a slotted cathode // *High Temperature*. 2012. Т. 50. № 2. С. 154-160.
6. Ашурбеков Н.А., Курбанисмаилов В.С., Омаров О.А., Омарова Н.О. Кинетика возбужденных атомов и оптическое излучение при волновом механизме пробоя инертных газов // *ТВТ*. 2000. Т. 38. № 5. С. 823.
7. Prasad S., Glauber R.J. Polarium Model: Coherent Radiation by a Resonant Medium // *Phys. Rev. A*. 2000. V. 61. 063814.
8. Egorov V.S., Lebedev V.N., Mekhov I.B., Moroshkin P.V., Chekhonin I.A., Bagayev S.N. Coherent Interaction of Laser Pulses in a Resonant Optically Dense Extended Medium under the Regime of Strong Field – Matter Coupling // *Phys. Rev. A*. 2004. V. 69. № 3. 033804.
9. Bagayev S.N., Egorov V.S., Mekhov I.B., Moroshkin P.V., Chekhonin I.A., Davliatchine E.M., Kindel E. Resonant Nonstationary Amplification of Polychromatic Laser Pulses and Conical Emission in an Optically Dense Ensemble of Neon Metastable Atoms // *Phys. Rev. A*. 2003. V. 68. 043812.
10. Василяк Л.М., Костюченко С.В., Кудрявцев Н.Н., Филюгин И.В. Высокоскоростные волны ионизации при электрическом пробое // *УФН*. 1994. Т. 164. № 3. С. 263.

ЭФФЕКТ АРОНОВА-БОМА, ПОСТУЛАТЫ ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ И УСЛОВИЕ ЛОРЕНЦА

В.Б. Бобров, С.А. Тригер, Г. ван Хейст, П. Шрам

*Институт высоких температур РАН, Ижорская 13, Москва, Россия.
Eindhoven University of Technology, MB 5600 Eindhoven, The Netherlands.*

Хотя с момента появления статьи Аронова и Бома [1] прошло более 50 лет, до настоящего времени различным аспектам эффекта Аронова-Бома (АВ) уделяется большое внимание [2-5]. При этом большинство работ посвящено магнитному АВ эффекту, включая экспериментальные исследования (см., например, [6]). Однако в последнее время значительно возрос интерес к обсуждению вопроса об электрическом АВ эффекте (см. [6,7] и цитированную там литературу), что во многом обусловлено различной интерпретацией экспериментов [8,9]. Вопрос об электрическом АВ эффекте непосредственно касается основных положений калибровочной теории электромагнитного поля [10]. В силу того, что магнитное поле полностью определяется поперечной частью векторного потенциала, магнитный эффект АВ фактически не зависит от калибровочной инвариантности уравнений электродинамики. В то же время возможность электрического эффекта АВ создает видимое противоречие с постулатами электродинамики.

Одним из главных аргументов против физической реальности электромагнитного потенциала является неоднозначность выбора его калибровки. Требование релятивистской инвариантности несколько сужает произвол в выборе этой функции (так называемая калибровка Лоренца). Однако использование калибровки Лоренца создает существенные проблемы при квантовании электромагнитного поля, так как компоненты электромагнитного потенциала становятся зависимыми (см., например, 11[18]). Если же признать в качестве физической реальности только электромагнитное поле (т.е. напряженности электрического и магнитного полей) – требование релятивистской инвариантности потенциала становится вообще излишним. Поэтому во многих работах используются как кулоновская, так и другие явно не ковариантные калибровки, перечень которых весьма широк.

На чем же основано утверждение о физической реальности именно напряженностей электромагнитного поля? Легко проверить, что основой этого утверждения является обычно не обсуждаемый постулат о справедливости уравнений Максвелла для микроскопических полей (см., например, [12]). Но уравнения Максвелла, которые являются обобщением имеющихся экспериментальных данных о макроскопическом поведении систем заряженных частиц, справедливы только для усредненных (или наблюдаемых) значений динамических переменных (операторов - в квантовой электродинамике), входящих в эти уравнения.

В силу линейности уравнений Максвелла постулат о справедливости этих уравнений непосредственно для динамических переменных, естественно, приводит к их справедливости и для средних значений. Однако обратное утверждение, строго говоря, несправедливо. Это означает, что можно ограничиться требованием, чтобы уравнения движения для микроскопических полей удовлетворяли уравнениям Максвелла только после процедуры усреднения.

Как известно, при построении микроскопической электродинамики нет возможности ограничиться введением только напряженностей электромагнитного поля, а необходимо вводить в рассмотрение потенциалы поля для описания его взаимодействия с заряженными частицами [12]. При этом, одной из ключевых особенностей уравнений Максвелла является отсутствие решения этих уравнений, соответствующих продольным волнам в вакууме, т. е. отсутствие волн, в которых вектор электрического поля и соответствующего волнового вектора являются коллинеарными.

Тем не менее, в квантовой электродинамике для описания кулоновского взаимодействия заряженных частиц используются продольные и скалярные фотоны (см., например, [13]), которые считаются "нефизическими" (виртуальными), так как, в противном случае, микроскопические уравнения Максвелла будут несправедливы. Но, как следует из проведенного выше обсуждения, в требовании справедливости микроскопических уравнений Максвелла нет необходимости. Естественно возникает вопрос, а что же взамен микроскопических уравнений Максвелла?

Суть предлагаемой концепции сводится к следующим соотношениям. Будем исходить из того, что микроскопические значения векторного $\mathbf{A}(\mathbf{r}, t)$ и скалярного $\varphi(\mathbf{r}, t)$ потенциалов электромагнитного поля, образующих четырехмерный вектор (4-вектор) $A^\mu \equiv (\varphi, \mathbf{A})$, удовлетворяют уравнениям Даламбера

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} - \Delta \varphi = 4\pi\rho, \quad \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} - \Delta \mathbf{A} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}, \quad (1)$$

или в ковариантной форме

$$\square A^\mu = 4\pi j^\mu, \quad (2)$$

где $j^\mu \equiv (\rho, \mathbf{j})$ – 4-вектор зарядового тока, $\square$ – оператор Даламбера

$$\square \equiv \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \Delta \equiv \partial_\mu \partial^\mu, \quad \partial_\mu \equiv \left(\frac{\partial}{\partial ct}, \nabla \right), \quad \partial^\mu \equiv \left(\frac{\partial}{\partial ct}, -\nabla \right).$$

В силу линейности уравнений Даламбера (1), (2) они справедливы и для средних значений $\langle A^\mu \rangle$ и $\langle j^\mu \rangle$.

В рамках квантовой электродинамики [14] квантованное свободное электромагнитное поле должно удовлетворять однородным уравнениям Даламбера (уравнениям (1), (2) в отсутствие зарядов)

$$\square A^\mu = 0. \quad (3)$$

Однако для осуществления непротиворечивой процедуры квантования свободного электромагнитного поля необходимо выполнение условия Лоренца для среднего значения $\langle A^\mu \rangle$ (см. подробнее [12-14])

$$\partial_\mu \langle A^\mu \rangle = 0. \quad (4)$$

Существенным является то, что условие (4) должно выполняться не для микроскопических значений 4-вектора A^μ , как это имеет место в так называемой калибровке Лоренца в традиционной формулировке электродинамики [13], а для его средних значений $\langle A^\mu \rangle$.

Именно поэтому компоненты микроскопического вектора A^μ можно считать независимыми при квантовании свободного электромагнитного поля, накладывая ограничения (4) на векторы состояния рассматриваемой электродинамической системы.

Теперь обратим внимание, что условие (4) не зависит явно от наличия или отсутствия зарядов, поэтому мы можем постулировать его справедливость и в присутствии заряженных частиц. Тогда нетрудно убедиться, что из уравнений Даламбера (1), (2) для средних значений при выполнении условия (4) непосредственно следуют уравнения Максвелла для средних значений.

Действительно, принимая во внимание, что средние значения напряженностей электрического $\langle \mathbf{E} \rangle(\mathbf{r}, t)$ и магнитного $\langle \mathbf{H} \rangle(\mathbf{r}, t)$ полей определяются равенствами

$$\langle \mathbf{E} \rangle = -\frac{1}{c} \frac{\partial \langle \mathbf{A} \rangle}{\partial t} - \nabla \langle \varphi \rangle, \quad \langle \mathbf{H} \rangle = \text{rot} \langle \mathbf{A} \rangle, \quad (5)$$

уравнения Максвелла для средних значений $\langle A^\mu \rangle$ имеют вид

$$\square \langle A^\mu \rangle - \partial^\mu (\partial_\alpha \langle A^\alpha \rangle) = 4\pi \langle j^\mu \rangle. \quad (6)$$

Здесь, как обычно, подразумевается суммирование по повторяющимся индексам.

Учитывая теперь условие (4), получаем уравнения Даламбера для средних значений

$$\square \langle A^\mu \rangle = 4\pi \langle j^\mu \rangle, \quad (7)$$

что соответствует исходным уравнениям (1), (2) для микроскопических значений.

Учитывая, что использование *микроскопических* уравнений Максвелла нельзя рассматривать как аксиому, нами рассматривается гипотеза, согласно которой базисом микроскопической электродинамики могут служить микроскопические уравнения Даламбера (2) для 4-вектора потенциала электромагнитного поля, который при этом

становиться полностью однозначным. Этот подход базируется на концепции измеримости только средних значений физических величин, поэтому основные микроскопические уравнения могут быть выбраны разными способами. Выбор базовых микроскопических уравнений обусловлен необходимостью получить правильные (с точки зрения имеющихся экспериментов) макроскопические уравнения и наблюдаемые величины. С этой точки зрения микроскопические уравнения (2), наряду с условием Лоренца (4) для средних, соответствуют уравнениям Максвелла для средних значений электромагнитных полей, а, следовательно, и результатам традиционной электродинамики. Предлагаемая концепция имеет очевидные преимущества. Во-первых, удается обойти трудности, возникающие при обычном квантовании полей, а именно, исключается проблема калибровки и соответствующая неопределенность в выборе потенциалов. Во-вторых, продольные волны - кванты продольного и скалярного потенциалов в вакууме – не являются запрещенными: уравнениям Даламбера для потенциалов A^μ в вакууме удовлетворяют решения как в виде поперечных, так и в виде продольных волн потенциалов. В результате скалярные и продольные кванты потенциалов могут рассматриваться как реальные физические величины и могут оказаться наблюдаемыми, наряду с квантами поперечного электромагнитного поля.

Авторы благодарны А.А. Рухадзе за полезные обсуждения.

Литература

- [1] Y. Aharonov and D. Bohm, Significance of electromagnetic potentials in the quantum theory. // Phys. Rev. – 1959. – V.115. – P. 485-491.
- [2] A. Tonomura and F. Nori, Quantum physics: Disturbance without the force. // Nature. – 2008. – V.452. – P. 298-299.
- [3] S. Popescu, Dynamical quantum non-locality. // Nature Physics. – 2010. – V.6. – P. 151 - 153.
- [4] [K. Fang](#), [Z. Yu](#), and [S. Fan](#), Photonic Aharonov-Bohm Effect Based on Dynamic Modulation. // Phys. Rev. Lett. – 2012. – V.108. – P. 153901 (1-5).
- [5] J.H. Bardarson and J.E. Moore, Quantum interference and Aharonov–Bohm oscillations in topological insulators. // Rep. Prog. Phys. – 2013. – V.76. – P. 056501 (1-23).
- [6] H. Batelaan and A. Tonomura, The Aharonov-Bohm effects: variations on a subtle theme. // Physics Today. – 2009. – V.62. – P.38-43.
- [7] R. Weder, The electric Aharonov-Bohm effect. // J. Math. Phys. – 2011. – V.52, – P. 052109 (1-11).
- [8] A.van Oudenaarden, M. H. Devoret, Yu. V. Nazarov, and J. E. Mooij, Magneto-electric Aharonov-Bohm effect in metal rings // Nature. – 1998. – V.391. – P.768 -770.
- [9] C. Monstein and J.P. Wesley, Observation of scalar longitudinal electrodynamic waves. // Europhys. Lett. – 2002. – V.59. – P.514-520.
- [10] N.N. Bogolubov Jr. and A.K. Prykarpatsky, The analysis of lagrangian and hamiltonian properties of the classical relativistic electrodynamics models and their quantization. // Foundations of Physics. – 2010. – V.40. – P.469-493.
- [11] L.V. Prokhorov, [Quantization of the electromagnetic field](#). // Sov. Phys. Usp. – 1988. –V.31. – P.151–162.
- [12] L.D. Landau and E.M. Lifshitz, The Classical Theory of Fields // Oxford: Butterworth-Heinemann, 1975.
- [13] N.N. Bogoliubov and [D.V. Shirkov](#), Introduction to the Theory of Quantized Field // New York: Wiley,1980.
- [14] V. Fock and B. Podolsky, On the quantization of electromagnetic waves and the interaction of charges on Dirac’s theory. // Phys. Zs. Sowjet. – 1932. –V.1. – P.801-817.

МОДИФИКАЦИЯ ПОВЕРХНОСТИ ПОЛИПРОПИЛЕНА БАРЬЕРНЫМ РАЗРЯДОМ

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

Объединенный институт высоких температур РАН, Ижорская 13, Москва, Россия

В настоящее время модификация поверхностей полимерных материалов неравновесной плазмой газовых разрядов широко используется не только для решения различных научных проблем, но и для решения многих конкретных технологических и производственных задач. Привлекательность плазмохимических технологий связана с тем, что в отличие от традиционных химико-технологических процессов плазменные процессы являются менее энергозатратными, более экологически чистыми и кроме того ряд задач возможно решить только с использованием плазменных технологий. Среди многочисленных приложений можно выделить ряд задач, к которым последнее время проявляется наибольший интерес: модификация полимерных пленок, изготовление композиционных материалов на основе полимеров, активированных в плазме, травление и очистка поверхностей, обработки полимерных газоразделительных мембран с целью улучшения их газоразделительных свойств, обработка волокон в текстильной промышленности для улучшения смачиваемости и адгезионных свойств синтетических и смесовых тканей, обработка материалов высокой механической и термической прочности для дальнейшего введения пропиток, улучшающих их срок службы и эксплуатационные характеристики, модификация поверхности полимерных материалов для медицины [1-4]. Большая часть исследований в данной области была связана с модификацией полимерных материалов плазмой низкого давления. В последнее время большой исследовательский интерес вызывает обработка барьерным разрядом при атмосферном давлении, что имеет несомненные практические преимущества перед разрядом низкого давления. По сравнению с обработкой поверхности плазмой низкого давления барьерный разряд при атмосферном давлении обеспечивает высокие значения средней энергии электронов (~ 3 eV), которые рождаются во множестве стримеров и осуществляют перенос электрического заряда к обрабатываемой поверхности.

В настоящей работе проведены исследования модификации поверхности полипропилена барьерным разрядом в воздухе при атмосферном давлении. Исследовались плоские образцы полипропилена размером 75x10 мм и толщиной 1,5 мм. Зона обработки разрядом составляла 10x10 мм. Барьерный разряд создавался в воздушном промежутке с зазором 0,3 мм. Анод выполненный из полированной медной пластины размерами 10x10 мм плотно прижимался к образцу из полипропилена. Катод был выполнен из нержавеющей стали. Барьерный разряд создавался при подаче напряжения переменного тока с частотой 20 кГц модулированного частотой 50 Гц. Разрядный ток ограничивался балластным сопротивлением. Максимальная амплитуда напряжения на зазоре составляла 4,9 кВ. Ток, барьерного разряда определялся с помощью осциллографа Tektronix DPO7054C на безындукционном шунте с сопротивлением $R=5$ Ом. Во время возникновения разряда на осциллограммах тока наблюдалось возникновение многочисленных пиков тока различной амплитуды длительностью менее 50-100 нс, что позволяет говорить о возникновении множественных стримерных разрядов в воздушном зазоре. Оценочная величина энергии стримерного микрозаряда составляет 5-10 мкДж.

Фотография необработанной поверхности полипропилена показана на рисунке 1. На рисунке 1 видны линии механических повреждений. Исследования исходной поверхности с помощью профилографа показали, что максимальная глубина механических повреждений составляет 500 -800 нм, а ширина 2 -4 мкм.

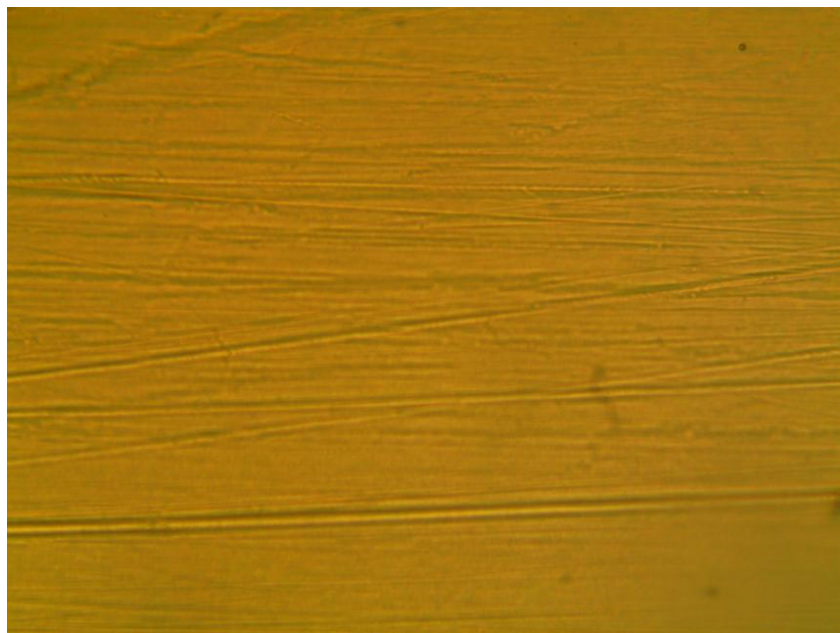


Рис. 1. Фото исходной поверхности полипропилена. Коэффициент увеличения $K=40$. Размеры области наблюдения 300х220 мкм.

На фотографии поверхности, обработанной барьерным разрядом в течение 1 минуты видно, что следы начальных механических повреждений уменьшаются (рис.2), а при времени обработки в течение 10 минут исчезают (рис. 3).

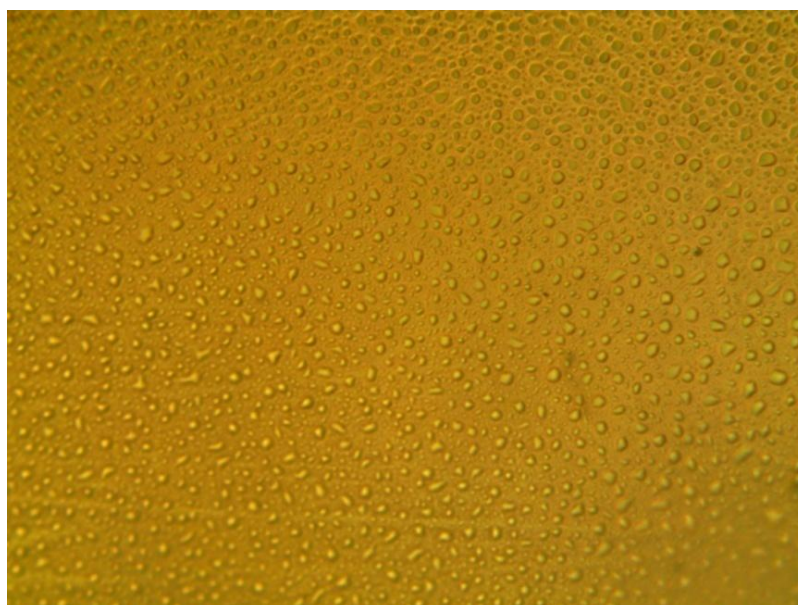


Рис.2. Фото обработанной поверхности полипропилена. Время обработки - 1 минута. Напряжение $U= 4,9$ кВ. Коэффициент увеличения $K=40$. Размеры области наблюдения 300х220 мкм.

В процессе обработки наблюдается появление капель на поверхности полипропилена, которые увеличиваются в размерах достигая 2 - 4 мкм при времени обработки в течение 1 минуты (рис. 2). При увеличении времени обработки до 10 минут наблюдалось появление капель большего размера (6-12 мкм), что вероятнее всего происходит в результате слияния небольших капель в расплавленной пленке на поверхности полипропилена. (рис. 3). Исследования, проведенные с помощью

профилографа показали, что высота капель (рис.2) составляет 200 -300 нм и для капель (рис.3) составляет 600-800 нм.

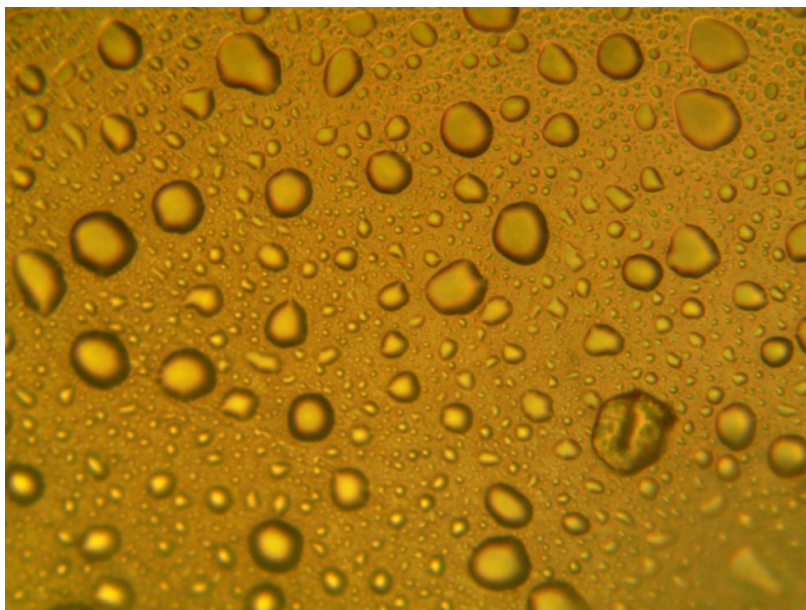


Рис.3 Фото обработанной поверхности полипропилена. Время обработки - 10 минут. Напряжение $U= 4,9$ кВ. Коэффициент увеличения $K=40$. Размеры области наблюдения 300×220 мкм.

Таким образом, показано, что при обработке поверхности из полипропилена барьерным разрядом с энергией импульсов 5-10 мкДж, скорость модификации поверхностного слоя составляет 50 - 80 нм/мин. Механизм модификации поверхности преимущественно тепловой. Нагрев поверхности происходит как электронами, так и за счет колебательного девозбуждения молекул кислорода и азота, а также, рекомбинации их радикалов на поверхности. Расплавленный слой полипропилена собирается в капли за счет сил поверхностного натяжения.

Литература

1. Кугепов А. М., Захаров А. Г., Максимов А. И., Титов В. А. Плазменное модифицирование текстильных материалов: перспективы и проблемы. // Рос. хим. ж. (Ж. Рос. хим. об-ва им. Д.И. Менделеева). - 2002. - Т. XLVI. № 1. - С.103-112.
2. Yu. Akishev, M. Grashin, N. Dyatko, I. Kochetov, A. Napartovich, N. Trushkin, Tran Minch Due and S.Descours // J. Phys. Appl. Phys. - 2008. - D 41. 235203.
3. В. В. Марусин, В. Г. Щукин Влияние частоты поляна особенности плазменной обработки полимеров // Прикладная физика. - 2015. - № 4. - С. 33-38.
4. Гильман А.Б., Оболонкова Е.С., Кузнецов А.А., Пискарев М.С. Модификация поверхности пленки поливинилиденфторида под воздействием тлеющего низкочастотного разряда // Химия высоких энергий. - 2007. - Т. 41. № 6. - С. 520-523.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЛЬТ-АМПЕРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ГЕНЕРАТОРОВ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ С ВЫСОКОВОЛЬТНЫМ ТЛЕЮЩИМ РАЗРЯДОМ

А.И. Головин

ГНЦ ФГУП «Центр Келдыша», Онежская 8, Москва, Россия

В последние годы все большее применение находят генераторы пучков электронов, основанные на эффекте убления электронов из высоковольтного тлеющего разряда. Несомненным достоинством таких генераторов является способность функционировать непосредственно в той газовой среде, в которой необходимо получения пучка электронов, что позволяет осуществлять различные технологические процессы без использования громоздких узлов вывода пучка из вакуумного ускорителя. Наиболее известным применением таких генераторов электронных пучков является накачка лазеров [1], однако значительный интерес представляют и другие применения, в частности, пучковая обработка диэлектрических материалов [2]. Причем если для накачки лазеров используются импульсные генераторы, то во многих других приложениях предпочтительнее непрерывный режим работы, который исследован в существенно меньшем количестве работ. Целью данной работы является обзор наших экспериментальных и теоретических исследований вольт-амперных характеристик стационарного открытого разряда — высоковольтного тлеющего разряда с убланием электронов в газах среднего давления (от десятков до тысяч Па). Основное внимание уделено аппроксимации вольт-амперных характеристик степенной зависимостью, которая позволяет в удобной форме анализировать результаты исследований и сравнивать различные измерения.

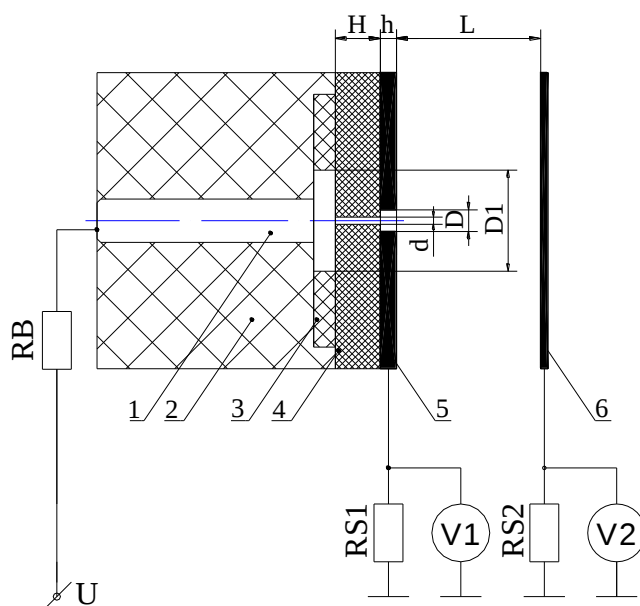


Рисунок 1. Схема генератора электронного пучка.

Некоторые результаты выполненных в Центре Келдыша экспериментальных исследований приведены в [3] и [4]. В экспериментах использовался генератор, схема которого приведена на рис. 1. Он состоит из катода 1, втулки 2, прокладки 3, изолирующей проставки 4 и анода в виде шайбы 5. Коллектор электронов 6 устанавливается для оценки тока пучка. Генератор размещался в вакуумной камере (рис. 2). Подробное описание генератора, экспериментальной установки и методики испытаний приведены в [3].

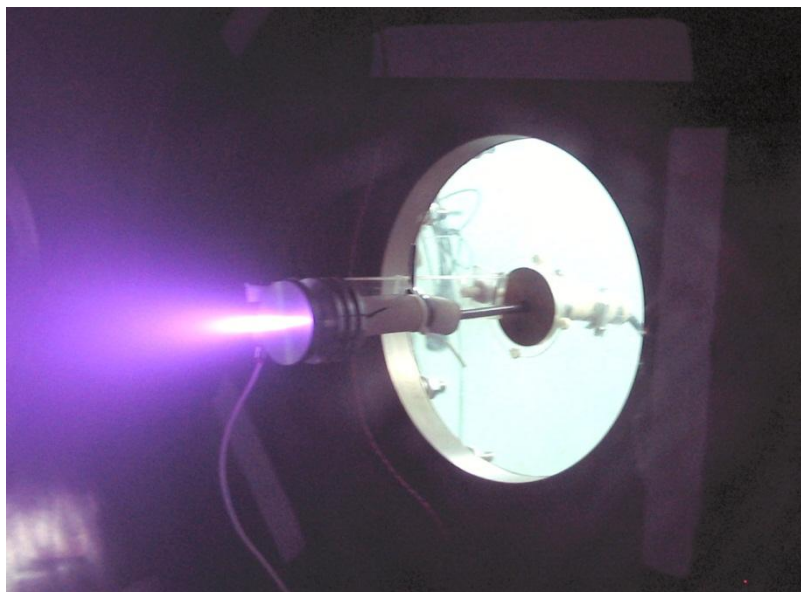


Рисунок 2. Генератор электронного пучка в вакуумной камере.

Вольт-амперные характеристики измерялись в воздухе с давлением от 90 Па до 400 Па и в гелии техническом марки А с давлением до 3000 Па, в последнем случае содержание воздуха в гелии контролировалось и составляло от 0,1 до 10 объемных процентов. Кроме того, были проведены измерения в парах воды при давлении от 150 до 500 Па.

Примеры вольт-амперных характеристик для воздуха и гелия приведены на рис. 3. Так, для воздуха аппроксимация характеристик степенной зависимостью показала: показатель степени кривой 1 — 1.17 с коэффициентом детерминации $R^2=0.8$, кривой 2 — 2.36 с $R^2=0.991$, кривой 3.1 — 2.01 с $R^2=0.96$, кривой 3.2 — 2.39 с $R^2=0.995$, кривой 4 — 2.39 с $R^2=0.995$. В гелии показатель степени кривой 1 — 2.4 с $R^2=0.996$, кривой 2 — 1.86 с $R^2=0.994$, кривой 3.1 — 1.84 с $R^2=0.998$, кривой 3.2 — 0.83 с $R^2=0.999$, кривой 4.1 — 1.31 с $R^2=0.982$, кривой 4.2 — 2.6 с $R^2=0.975$, кривой 4.3 — 2.05 с $R^2=0.911$. В целом, обработка как наших измерений, так и опубликованных в [5], [6] и других работах показала, что аппроксимация экспериментальных данных степенной зависимостью, как правило, дает степень от 1.5 до 2.8. При этом в большинстве случаев степень близка к 2, реже — достигает 2.5.

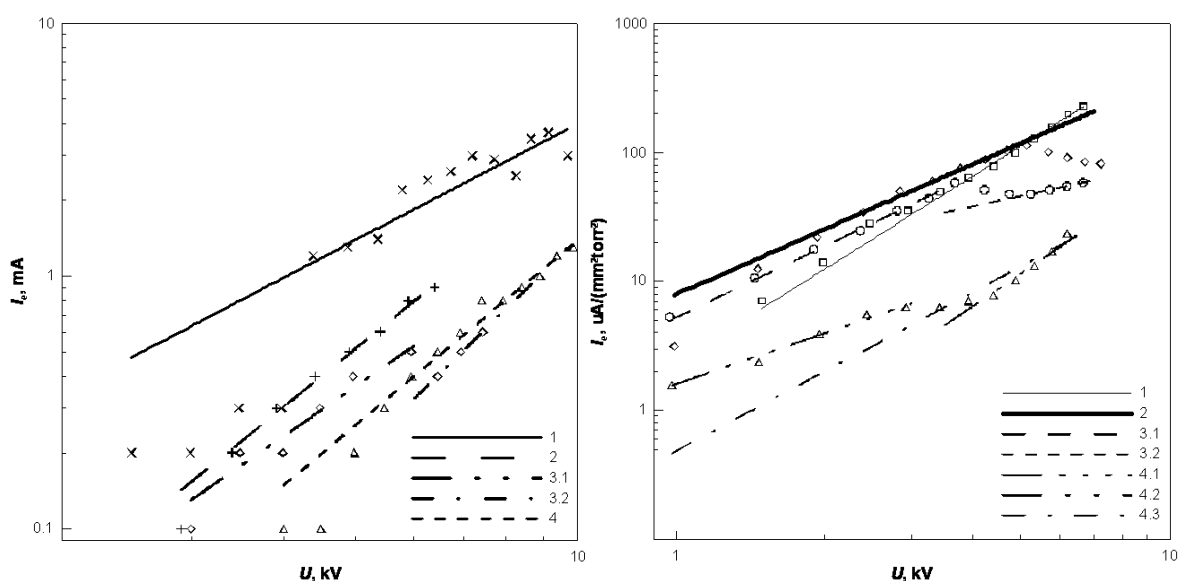


Рисунок 3. Вольт-амперные характеристики в воздухе (слева) и гелии (справа).

Интересно отметить, что в работе [6] измерения проводились в импульсном режиме с длительностью импульса 400 и 600 нс. При этом по оценкам автора [6] для достижения катода образующимися при резонансной перезарядке быстрыми атомами требуется порядка 370 нс, то есть длительность импульса была сравнима с временем формирования зоны катодного падения потенциала. Кроме того, автор [6] предполагал кубическую зависимость тока от напряжения, однако аппроксимация степенной зависимостью с показателем степени от 1.74 до 2.46 полностью соответствуют другим доступным экспериментальным данным, включая наши измерения.

В работе [7] предложена математическая модель процессов в генераторе электронного пучка и получена вольт-амперная характеристика разряда. Предполагалось, что электроны эмитируются катодом под воздействием бомбардировки ионами и образующимися при резонансной перезарядке быстрыми нейтральными молекулами. Из-за высокой напряженности электрического поля, эмитируемые электроны переходят в режим убегания и ускоряются в катодном слое до энергии, равной приложенному напряжению. Неупругие соударения электронов приводят к появлению ионов, бомбардирующих катод.

Для математического описания ионизации использовалась формула Бете. Экранирование катода ионами описывалось уравнением Пуассона. Считалось, что ионы движутся к катоду в режиме аномального дрейфа, то есть их скорость пропорциональна корню напряженности поля. Как и в простейшей модели Энгеля и Штеенбека [8], при оценке вольт-амперной характеристики предполагалось, что поле в области катодного падения потенциала линейно убывает от максимального у катода до нуля на расстоянии d , соответствующем размеру области катодного падения. На аноде, удаленном от катода на расстояние $L < d$, напряженность электрического поля имеет разрыв, величина которого определяется зарядом положительных ионов, находящихся между катодом и анодом и средним поверхностным зарядом на анодной сетке. В работе [9] показано, что при $L > 0,1d$ влияние положения и прозрачности анода на характеристики разряда незначительно.

В результате были найдены соотношения для размера зоны катодного падения d и вольт-амперная характеристика разряда. Размер d логарифмически растет с ростом напряжения и при напряжениях в диапазоне от 2 до 10 кВ отличается от данных [8] для высоковольтного разряда не более чем на 20 — 30% в зависимости от сорта газа.

Вольт-амперная характеристика разряда может быть представлена в форме

$$J = U^{\frac{5}{2}+\nu} \frac{p^2}{T^2} f(U)$$

где J — полный ток разряда, U — приложенное напряжение, p — давление газа, T — его температура, ν — показатель степени при аппроксимации численных расчетов безразмерных характеристик разряда [9], функция f слабо зависит от напряжения при напряжениях много больших величины, определяемой условием (16) работы [7]. Этому условию соответствуют напряжения свыше 2 — 5 кВ в зависимости от сорта газа. Показатель степени ν лежит в диапазоне от 0,4 до 0,5 в зависимости от сорта газа и диапазона напряжений. Например, в гелии при напряжении от 2 до 10 кВ аппроксимация дает $\nu \approx 0,42$ при коэффициенте детерминации $R^2 \approx 0,998$. Следовательно, расчетная вольт-амперная характеристика аппроксимируется степенной зависимостью с показателем степени 2,9 — 3,0. Это близко к использованной в [6] кубической зависимости тока от напряжения, и заметно отличается от экспериментальных данных.

Расхождение можно объяснить тем, что при расчетах не учитывался нагрев газа, который при стационарной генерации пучка может быть весьма значительным. Соответствующие оценки выполнены в [10]. Показано, что в случае существенного нагрева (температура газа в разряде много больше температуры окружающей среды) вольт-амперную характеристику можно представить в следующей форме:

$$J = U^{\frac{5}{6}+\nu} p^{\frac{2}{3}} f_1(U)$$

где функция f_1 слабо зависит от напряжения, как и использованная выше f . Ток в этом

случае пропорционален напряжению в степени $1,2 \div 1,3$ и давлению в степени $2/3$. Такая зависимость тока от давления существенно отличается от обычной для тлеющего разряда квадратичной зависимости.

В случае же когда температура газа настолько велика, что основной вклад в теплообмен вносит тепловое излучение газа, то

$$J = U^{\frac{5}{3}+\nu} p^{\frac{4}{3}} f_2(U)$$

Как и ранее, функция f_2 слабо зависит от напряжения. Видно, что ток пропорционален напряжению в степени $2,1 \div 2,2$ и давлению в степени $4/3$. Следует отметить, что при выводе этого соотношения предполагалось, что тепловой поток из газа пропорционален четвертой степени температуры. Однако излучение газов, в отличие от твердого тела, имеет существенно более сложную зависимость от температуры, поэтому полученное соотношение может несколько отличаться для различных газов и конкретных температур.

Полученные зависимости весьма близки к приводимым в [11] для электронных пушек с высоковольтным тлеющим разрядом (квадратичная зависимость тока от напряжения и линейной – от давления). По принципу работы такие пушки аналогичны рассматриваемым генераторам пучков электронов на основе открытого разряда, однако требуют специальной конфигурации прианодной плазмы для обеспечения ионной бомбардировки катода.

Кроме того, аппроксимация вольт-амперной характеристики степенной зависимостью с учетом нагрева газа в разряде качественно соответствует имеющимся экспериментальным данным для стационарного открытого разряда.

Литература

- [1] Хомич В.Ю., Ямицкий В.А. // Прикладная физика, 2010. № 6. С. 84-95.
- [2] Бурдович В.А., Климов А.С., Окс Е.М. // Письма в ЖТФ, 2009, Т. 35, Вып. 11, С 61-66.
- [3] Бобров В.А., Войтешенок В.С., Головин А.И. и др. // ЖТФ, 2013, Т.83, Вып. 8, С.121-126.
- [4] Головин А.И., Голубев М.М., Егорова Е.К., Туркин А.В., Шлойдо А.И. // ЖТФ, 2014 Т.84. Вып. 5. С.41-45.
- [5] Азаров А.В., Митько С.В., Очкин В.Н. и др. Непрерывная генерация пучков быстрых электронов в аномальном тлеющем разряде в газе среднего давления // XXVII Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и УТС.
- [6] Сорокин А.Р. // ЖТФ, 2006, т. 76, в. 5, с. 47-55.
- [7] Головин А.И., Егорова Е.К., Шлойдо А.И. // ЖТФ, 2014, Т.84 Вып. 10, С.27-33.
- [8] Райзер Ю.П. Физика газового разряда. Долгопрудный: Издательский дом «Интеллект», 2009.
- [9] Головин А.И. // Прикладная физика, 2015, № 3, С.43-46.
- [10] Головин А.И. // Прикладная физика, 2015, № 4, С.39-44.
- [11] Завьялов М.А., Крейнфельд Ю.Е., Новиков А.А. Плазменные процессы в технологических электронных пушках. М.: Энергоатомиздат, 1989, 256 с.

АППРОКСИМАЦИЯ ХАРАКТЕРИСТИК ДРЕЙФА ИОНОВ В СОБСТВЕННОМ ГАЗЕ

Р.И. Голятина, С.А. Майоров

Институт общей физики РАН, Москва, Россия

В работе были проведены расчеты характеристик дрейфа ионов в собственном газе для гелия, неона, аргона, криптона, ксенона, а также цезия, рубидия и ртути при температурах газа 4,2, 77, 300, 1000, 2000 К и в широком диапазоне приведенной напряженности электрического поля - от 1 до 10000 Td. Для расчетов использовалась модель ион атомных столкновений, реализованная методом Монте-Карло [9 - 12]. В ней учитывались поляризационное взаимодействие ионов с атомами, резонансная передача

заряда и короткодействующее отталкивание электронных оболочек (более подробное описание см. [9, 10, 12]).

Вычислялись практически все интегральные характеристики дрейфа ионов – скорость дрейфа и подвижность, средняя энергия ионов, коэффициенты продольной и поперечной диффузии, длина свободного пробега и частота столкновений, функции распределения по скоростям и энергии. Кроме того, проводился анализ частоты столкновений различных типов – изотропного рассеивания в системе центра масс, рассеяния назад, отклонения на малые углы при далеких пролетах.

Полученные данные позволяют проанализировать, уточнить и определить область применения различных подходов и приближений. Из всех кинетических характеристик лишь скорость дрейфа является прямо измеряемой величиной. Остальные получаются на основе использования различных соотношений и моделей. Например, для определения коэффициентов продольной и поперечной диффузии используется соотношение Нернста-Таунсендта-Эйнштейна, модифицированное соотношение Эйнштейна или теория Шотки, описывающая амбиполярную диффузию в трубке. Из теории Ванье обычно получают энергетические характеристики ионного потока [4, 5, 13], из первого приближения Чепмена-Энскога – эффективную частоту столкновений и транспортное сечение [4, 13, 14].

Скорость дрейфа ионов в газе при воздействии постоянного и однородного электрического поля определяется выражением

$$u = KE, \quad (1)$$

где K – коэффициент подвижности ионов, E – напряженность электрического поля. Поскольку коэффициент подвижности в этом уравнении является вообще говоря функцией плотности и температуры атомов, а также напряженности поля, то его смысл заключается только в том, что при нулевом поле скорость дрейфа равна нулю.

Многочисленные экспериментальные данные показывают, что скорость дрейфа ионов в собственном газе очень хорошо описывается полуэмпирической формулой Фроста [13, 14]:

$$u = a \left(1 + b \frac{E}{N} \right)^{-1/2} \frac{E}{N}. \quad (2)$$

Эта зависимость скорости дрейфа от приведенной напряженности электрического поля E/N имеет два параметра: a – подвижность в пределе слабого поля и $b = 1/(E/N)_{heating}$. Величина $(E/N)_{heating}$ – это такое значение приведенной напряженности электрического поля, в котором из-за разогрева ионов подвижность по формуле Фроста уменьшается в корень из двух раз. Оба эти параметра зависят только от температуры атомов и не зависят от их плотности и напряженности электрического поля. Отметим, что в литературе приводятся значения этих параметров только для комнатной температуры 300 К.

На основе анализа выполненных расчетов всех кинетических характеристик были определены параметры аппроксимации в формуле Фроста (2) для различных температур газа – аппроксимации зависимости подвижности в слабом поле от температуры газа:

$$a = K_{pol} \times N_0 / (1 + T_{atom} / \varepsilon_0)^{1/2}. \quad (3)$$

Здесь ε_0 – подгоночный параметр, T_{atom} и N – температура и плотность атомов, значение поляризационной подвижности K_{pol} в единицах $\text{см}^2/(\text{В с})$ при стандартной плотности газа $N_0 = 2.686763 \times 10^{19}$ атомов в см^3 (число Лошмидта) определяется известным выражением

$$K_{pol} = 13.853 (\alpha_d \mu)^{-1/2} \quad (4)$$

– α_d – поляризуемость в кубических ангстремах, μ – приведенная масса в г на моль [5]. В Табл. 1 приведены значения поляризационной подвижности K_{pol} и параметра ε_0 .

Табл. 1. Значения аппроксимационных параметров для различных газов.

System	$K_{pol}, \text{см}^2/\text{с В}$	ε_0, K	$(E/N)_0, Td$	$\alpha_d \text{\AA}^3$
$\text{He}^+ \text{ in He}$	21.6	90	16	0.205
$\text{Ne}^+ \text{ in Ne}$	6.8	210	34	0.397
$\text{Ar}^+ \text{ in Ar}$	2.42	240	73	1.642
$\text{Kr}^+ \text{ in Kr}$	1.36	330	106	2.480
$\text{Xe}^+ \text{ in Xe}$	0.85	270	122	4.010
$\text{Rb}^+ \text{ in Rb}$	0.31	370	123	46.0
$\text{Cs}^+ \text{ in Cs}$	0.23	330	103	57.0
$\text{Hg}^+ \text{ in Hg}$	0.35	58	63	5.1

Функциональная зависимость (3) подобрана по аналогии с формулой Фроста (2), в предположении об одинаковом характере влияния напряженности поля и температуры газа на подвижность. Естественно, что при нулевой температуре газа и слабом поле подвижность ионов равна поляризационной подвижности K_{pol} . Физический смысл параметра ε_0 в (3) заключается в том, что он определяет верхнюю границу применимости приближения постоянной частоты столкновений. В случае $T_{atom} \ll \varepsilon_0$ и $\frac{1}{2}mu^2 \ll \varepsilon_0$ поляризационное взаимодействие иона с атомами является определяющим. Второе условие является критерием слабости влияния поля на подвижность ионов.

Для каждой температуры газа проводился анализ зависимости подвижности от напряженности электрического поля. С помощью подгонки определялось значение приведенной напряженности электрического поля $(E/N)_{heating}$, при котором подвижность ионов уменьшается в 1.414 раз по сравнению с подвижностью в очень слабом поле. Получена следующая аппроксимационная формула:

$$1/b = (E/N)_0 (1 + 1.5T_{atom}/\varepsilon_0). \quad (5)$$

Здесь $(E/N)_0$ - величина разогревающего поля при нулевой температуре газа. Значение параметра $(E/N)_0$ для этой аппроксимации определялось из соотношения

$$(E/N)_0 = (2m\varepsilon_0)^{1/2} / K_{pol}N_0 \quad (6)$$

Т.о. имеем следующую аппроксимацию для скорости дрейфа

$$u = \frac{K_{pol} \times N_0}{(1 + T_{atom}/\varepsilon_0)^{1/2}} \times \left(1 + \frac{K_{pol} \times N_0}{(2\varepsilon_0/m)^{1/2} (1 + 1.5T_{atom}/\varepsilon_0)} \times \frac{E}{N} \right)^{-1/2} \times \frac{E}{N}. \quad (7)$$

Часто полагается, что средняя энергия ионов в газовом разряде равна атомной из-за равенства масс и эффективному обмену энергией при столкновениях. Но, как показывают расчеты, во многих практически важных случаях эффективная температура ионов может значительно превышать температуру атомов. В этом случае важность этого эффекта может иметь решающее значение для правильной оценки, например, длины экранирования или частоты столкновений.

Средняя кинетическая энергия ионов связана с эффективной температурой ионов соотношением

$$\langle \varepsilon \rangle = \frac{1}{2} m \langle v^2 \rangle = \frac{3}{2} T_{eff}. \quad (8)$$

Именно эффективная температура ионов должна учитываться при определении макроскопических характеристик плазмы, например, радиуса Дебая.

Средняя энергия иона в сильном поле в приближении постоянного времени свободного пробега (поляризационное взаимодействие) определяется с помощью соотношения Ванье [1 - 5, 9]:

$$\langle \varepsilon \rangle = \frac{1}{2} m T_{atom} + \frac{1}{2} M_{atom} T_{atom} + \frac{3}{2} T_{atom}, \quad (9)$$

которое учитывает столкновения частиц двух сортов - ионов и атомов (или молекул) с массами m и M_{atom} соответственно. Первый член в правой части учитывает энергию направленного движения, второй – хаотизацию приобретенной в поле энергии, третий – хаотическое тепловое движение с температурой атомов T_a . Далее мы будем рассматривать только случай дрейфа ионов в собственном газе и положим, что массы иона и атома равны $M_{atom} = m$. Многочисленные попытки уточнить соотношение Ванье (15) с помощью использования приближений более высокого порядка точности приводят к выражению [1 - 5]:

$$\frac{3}{2} T_{eff} = \frac{3}{2} T_{atom} + \frac{1}{2} m u^2 (1 + \beta), \quad (10)$$

где для параметра $\beta(T_{atom}, E / N)$ в рамках двучленного разложения кинетического уравнения Больцмана получены различные аппроксимации [1 - 5]. При $\beta(T_{atom}, E / N) = 0$ говорят о приближении первого порядка точности. При $\beta(T_{atom}, E / N) = 1$ имеем соотношение Ванье (9).

Приведенные расчетные данные о величине разогрева ионов показывают:

- 1) Влияние температуры атомов на величину разогрева очень велико;
- 2) Соотношение Ванье с $\beta = 1$ лучше описывает случай слабого поля, когда определяющую роль играет поляризационное взаимодействие;
- 3) Соотношение Ванье с $\beta = 0$ лучше описывает случай сильного поля, когда определяющую роль играют столкновения с резонансной передачей заряда;
- 4) Даже очень слабых полях разогрев в направлениях вдоль и поперек поля значительно различается - продольный разогрев во много раз больше;
- 5) В то же время, в сильных полях поперечным разогревом ионов нельзя пренебрегать, особенно при криогенных температурах.

Полученные результаты расчетов совместно с их анализом показывают важность влияния температуры газа на разогрев ионов в условиях криогенного разряда, а именно, экспериментов с пылевой плазмой [6]. Но помимо этого они имеют значительно более общий характер и могут использоваться для оценок характеристик газоразрядной плазмы в смеси тяжелого и легкого газов [7], при анализе экспериментов с разлетом сгустка ультрахолодных ионов в окружающий газ [8], при использовании газоразрядной плазмы в установках ионного и плазмохимического травления, осаждения, распыления в магнетронных установках и т.д.

Численное моделирование выполнено в ОИВТ РАН при поддержке гранта Российского научного фонда (проект номер 14-12-01440).

Литература

- [1]. Дж. Хастед. Физика атомных столкновений. Мир, Москва, 1965.
- [2]. И. Мак-Даниэль. Процессы столкновений в ионизованных газах. Мир, Москва, 1967.
- [3]. И. Мак-Даниэль, Э. Мэсон. Подвижность и диффузия ионов в газах. Мир, Москва, 1976.
- [4]. H.W. Ellis, R.Y. Pai, E.W. McDaniel, E.A. Mason, and L.A. Viehland // Atomic Data and Nuclear Data Tables, Vol. 17, No. 3, (1976).
- [5]. E.A. Mason, and L.A. Viehland // Atomic Data and Nuclear Data Tables, Vol. 60, No. 1, (1995).

- [6]. С.Н. Антипов, Э.И. Асиновский, А.В. Кириллин, С.А. Майоров, В.В. Марковец, О.Ф. Петров, В.Е. Фортов // ЖЭТФ, **133**, вып. 4, 948 (2008).
- [7]. С.Н. Антипов, М.М. Васильев, С.А. Майоров, О.Ф. Петров, В.Е. Фортов // ЖЭТФ, **139** вып. 3, 554(2011).
- [8]. Т. С. Killian // Science **316**, 705 (2007).
- [9]. С.А. Майоров // Физика плазмы, 35, №9, 869 (2009).
- [10]. С.А. Майоров, В.Н. Цытович // Краткие сообщения по физике ФИАН, № 3, 14(2012).
- [11]. Z. Ristivojevic and Zoran Lj Petrović // Plasma Sources Sci. Technol. **21** 035001 (2012)
- [12]. Р.И. Голятина, С.А. Майоров // Краткие сообщения по физике ФИАН, № 7, 30(2012).
- [13]. T. Dote and M. Shimada // J. Physical Society of Japan. **61** , No. 11, 4009 (1992)
- [14]. S.A. Khrapak // J. Plasma Physics. **79** , part 6, 1123 (2013)

МОДЕЛЬ ЗАМЕДЛЕННОГО И УСКОРЕННОГО РАСШИРЕНИЯ ГРАВИТАЦИОННО – ПЛАЗМЕННОГО «КРИСТАЛЛА» ВСЕЛЕННОЙ

Ю.А. Грибов, С.А. Тригер

Институт высоких температур РАН, Ижорская 13, Москва, Россия

Введение

Вселенная имеет загадочные Крупно-Масштабные (КМ) свойства: КМ-однородность и изотропность, КМ-плоскостность [1] и КМ-пенообразную структуру с пустотами $\sim 10^8$ световых лет [2], занимающими $\sim 50\%$ ее объема [3]. До сих пор «не найдено исчерпывающей и полностью соответствующей теории» происхождения этой КМ-пены [3]. Стандартная космологическая модель не объясняет КМ-однородность, требующую ее ничтожно малых (10^{-59}) начальных отклонений [4]; не ясна также природа ускоренного расширения - Темной Энергии (DE) во Вселенной [5], [6]. Идея гиперинфляции - сверхбыстрого расширения 3D-гиперсферы (Guth 1981 [7]), когда *вся видимая часть Вселенной* стала плоским однородным «пятнышком» на ней, решает ряд проблем космологии, но ценой выхода за пределы доступных космологических масштабов и физического опыта. Нужна целостная альтернатива Λ CDM & гиперинфляции с ясной физической природой доминирующих DE и Темной Материи (DM) [8] и КМ-свойств.

Стандартная Λ CDM-модель базируется на ОТО Эйнштейна [10] (с массой Вселенной $M_{\text{Вс(гр)}} > 0$), Космологическом Принципе (КП), Холодной DM (CDM) и гипотезе о космологической константе $\Lambda > 0$ (DE вакуума). Альтернатива Λ CDM-космологии - «невесомые» Гравитационно Нейтральные Вселенные (ГНВ) с $\Lambda = 0$: (а) Дирака-Милне [11] и (б) композитный ГНВ-Шар [12], заполненные поровну материей и антиматерией со взаимной *DE-антигравитацией*. ГНВ_{Дирака-Милне} [11] (как и Λ CDM) основана на ОТО+КП и парадигме *расширения метрики*. [11] дает КМ-плоскостность и поток Хаббла, но не объясняет (а) КМ-однородность, пенообразность, ускоренное расширение Вселенной и отклонения от КП [9] и отрицает (б) наличие фракций Обычной Материи/Антиматерии (ОМ)/(ОАМ) и Темной Материи/Антиматерии (DM/DAM) [12], [13]. Эти базовые фракции и их антигравитация предсказаны в [13]-[15] и приняты за основу модели ГНВ-Шара [12].

ГНВ-Шар как самоподобно расширяющийся кристалл из $+M_{\text{гр}}$ и $-M_{\text{гр}}$ кластеров.

Рассмотрим ГНВ-Шар [12] как гигантский *ГНВ-Кристалл* (ГНВК), что проясняет (а) физическую природу *само-восстановления* КМ-однородности в хаббловском потоке Вселенной и (б) природу порождения КМ-пены и роль «невидимой» DE при расширении ГНВК-Шара со сферической *2D-границей*, заполненного однородной, гравитационно нейтральной *кристаллизованной смесью* кластеров материи $+M_{\text{гр(ОМ+DM)}}$ и антиматерии $-M_{\text{гр(ОАМ+DAM)}}$ с $\Sigma M_{\text{Вс,инерт}} > 0$. Невесомый кристалл *самоподобно* расширяется по инерции в

пустое бесконечное евклидово пространство со *статичной метрикой* и $\Lambda=0$. КП «соблюдается» лишь в центре ГНВ-Шара (Рис. 1), поправки ОТО к Ньютону, малые в обычной космологии [16], гораздо меньше из-за гравитационной нейтральности ГНВ-Шара [12]. Простейшая гидродинамическая модель сферически-симметричного расширения ГНВ-Шара при требовании пространственной однородности плотности приводит к решению отвечающему хаббловскому закону ($r \sim V_r t$) разбегания кластеров и наблюдаемой *однородной радиальной* плотности $n(r,t) \sim 1/t^3$ и *распределения скоростей* $F(V_r) \sim V_r^{-2}$. Такое решение следует из уравнений непрерывности и движения для случая сферически-симметричного расширения системы кластеров в отсутствии сил

$$\partial n / \partial t + (1/r) \partial (r^2 n V_r) / \partial r = 0, \quad \partial V_r / \partial t + V_r (\partial V_r / \partial r) = 0 \quad (1)$$

Потребовав однородность плотности (большие пространственные масштабы) и полагая $V_r = H(t)r$ получаем из (1)

$$\partial n / \partial t + 3nH(t) = 0, \quad \partial H(t) / \partial t + H^2(t) = 0 \quad (2)$$

Решение (2) для вещества изначально однородно распределенного в пространстве и расширяющегося с момента t_0 из малой сферы начального радиуса R ($t = t_0$), имеет вид ($t > t_0$), соответствующий описанному выше

$$n(t) = 3Nt_0^3 / 4\pi R^3 (t = t_0) t^{-3} = 3N / 4\pi V_R^3 t^3; \quad H(t) = 1/t; \quad V_R = R(t = t_0) / t_0 = \text{const}; \quad (3)$$

Очевидно, что в применении к задаче о гравитационно-нейтральной расширяющейся Вселенной решение $H(t) = 1/t$ означает, что современный возраст Вселенной $T = 1/t$, где t - это текущее время. Таким образом, рассматриваемая модель соответствует закону Хаббла и с учетом измеренной величины $H(t) = 67,8$ (km/s)/Mpc дает для возраста Вселенной примерное значение

$$T \sim 13,8 * 10^9 \text{ лет.}$$

Очевидно, что существует необходимость объяснить физический механизм самовывравнивания плотности Вселенной. Такой механизм рассматривается ниже.

Краевые ДЕ-эффекты неустойчивости в 1D_{ГНК}, 2D_{ГНК} и 3D_{ГНК} кристаллах.

Допустим, что кластеры материи $+M_{zp}$ (ОМ+DM) и антиматерии $-M_{zp}$ (ОАМ+DAM) однородно заполняют ГНВ-Шар и нет взаимной аннигиляции (по наблюдениям [17]), т.е. гравитационная энергия *отталкивания* $U_{гр} \sim M_{zp}^2 / r$ ближайших кластеров $+M_{zp}$ и $-M_{zp}$ много больше их кинетической энергии $U_{гр} \gg E_{kin} = |M_{in}| V^2 / 2$, (V их относительная скорость). Что есть *условие кристаллизации* гравитационно нейтральной смеси ГНВ, похожее на условие кристаллизации в пылевой плазме [18]. Ниже даны примеры неустойчивости в ГНК:

1D_{ГНК} – ДЕ_{0D} для 1D-отрезка прямой с массами $+m_{гр}$ и $-m_{гр}$, $\rho_{1D} = |m_{гр}|/b$,
 $\Sigma F_{кр. (отталк.)} \approx 0,8 Gm^2 / b_x^2 > 0$, (отталкивание на концах вдоль отрезка вовне).

1D_{ГНК} – ДЕ_{1D} для 1D-кольца радиуса R с массами $+m_{гр}$ и $-m_{гр}$, $\rho_l = |m_{гр}| / \alpha R$:
 $\Sigma F_{r(выталк.)} = |m| a_r \approx +1,3 Gm \rho_r / R > 0$, (выталкивание радиально от центра кольца).

2D_{ГНК} – ДЕ_{1D} для плоской квадратной 2D-решетки с $+m_{гр}$ и $-m_{гр}$, $b_{реш}$ и $\rho_{2D} = |m_{гр}| / b^2$:
 $\Sigma F_{|| (отталк.)} \approx 0,45 [Gm^2 / b^2] > 0$, (отталкивание от границ параллельно плоскости вовне).

3D_{ГНК} – ДЕ_{2D} для кубической 3D-решетки с $+m_{гр}$ и $-m_{гр}$ и периодом b , $\rho_{3D} = |m_{гр}| / b^3$:
 $F_{\perp (отталк.)} \approx 0,3 Gm^2 / b^2 > 0$, (отталкивание на 2D-границе $\perp$ границе наружу)

2D_{ГНК} – ДЕ_{2D} для 2D-решетки на сфере радиуса R с $+m_{гр}$ и $-m_{гр}$, $\rho_{2D} = |m_{гр}| / \alpha^2 R^2$:

$\Sigma F_{r(выталк.)} \approx 1,6 Gm [m/b] / R > 0$, $b = \alpha R$, (выталкивание ГНК-сферы из центра наружу).

«Атомы» в идеальном кубическом 3D_{ГНК}-кристалле с периодом b стабильны - находятся в локальных потенциальных ямах $U_{гр(x,y,z)} \sim [(\Delta x)^2, (\Delta y)^2, (\Delta z)^2]$ (при $\rho_{гр.3D} = 0$, $\rho_{inert.3D} = |m| / b^3 > 0$) и однородная плотность такого кристалла будет *само-выравниваться*. Лишь частицы $\pm m$ на 2D-границе 3D_{ГНК}-кристалла неустойчивы и будут «конденсироваться» в массы $+nm$, $-nm$ с соседями. 2D_{ГНК}-кристалл с массами $\pm nm$ и периодом b на R-сфере полости в 3D-кристалле с массами $\pm m$ и тем же периодом b начнет расширяться в его толщу если силы

выталкивания сферы $1,6Gnm[nm/b]/R > 0,3Gm^2/b^2$, т.е. $1,6n^2 > 0,3R/b$. Конденсация всей массы 3D-кристалла с периодом b из сферического объема $(4/3)\pi R^3$ на поверхность $4\pi R^2$ этой же сферы с массами nm и тем же периодом b дает равенство $nm4\pi R^2/b^2 = m(4/3)\pi R^3/b^3$, откуда $n = R/3b$ и (грубое) условие роста такой пустой полости $1,6n^2 > 0,3R/b$ возникает уже при $R > 2b$. Это имеет следствие, решающее для образования полых пузырьков внутри 3D-кристалла из флуктуаций плотности и постепенной неминуемой трансформации в 2D-кристаллизованную пену Вселенной, где $\Sigma F_{r(\text{выт.})} \approx 1/R$ и уменьшается с ростом пузырька, что приводит к очевидному выравниванию размеров «пузырьков» и *само-выравниванию плотности* пенообразной фазы ГНБК-Шара. ГНК-пузырьки, собранные в объемную пену, будут механически уравнивать друг друга, но при этом они вполне способны самоподобно и равномерно расширяться по инерции, сохраняя пространственные кристаллические свойства угловой упорядоченности самоподобно расширяющихся ГНК_{2D}-сфер. Лишь свободный поверхностный слой пены ГНБК-Шара (*не уравновешенный снаружи*) будет расширяться радиально с ускорением $a_{Rbc} > 0$ в пустое евклидово пространство вокруг ГНВ-Шара (Рис. 1 справа).

Природа эпох замедленного и ускоренного расширения Вселенной.

Она связана с эпохой ускоренного образования пустот внутри еще 3D-ГНК-системы, буквально втягивающих в себя и конденсирующих его 3D-тело - с эффектом относительного всасывания всей 3D-системы «внутрь», слегка тормозящее хаббловское расширение ГНК-Шара, $a_{bc} < 0$ (эпоха I). Но полное вспенивание поражает (эпоху II) некомпенсированного ускоренного расширения $a_{bc} > 0$ границ ГНК-Шара с прониканием этой неустойчивости внутрь Вселенной.

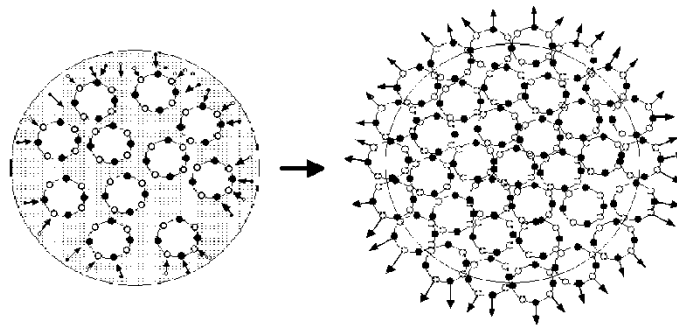


Рис. 1. Эпоха I замедленного (слева) и эпоха II ускоренного расширения (справа).

Собственная внутренняя энергия квадратного и кубического «модулей» ГНК.

ГНК однороден и невесом на масштабах $R \gg b \sim 2\text{Мпс}$. [19], [12].

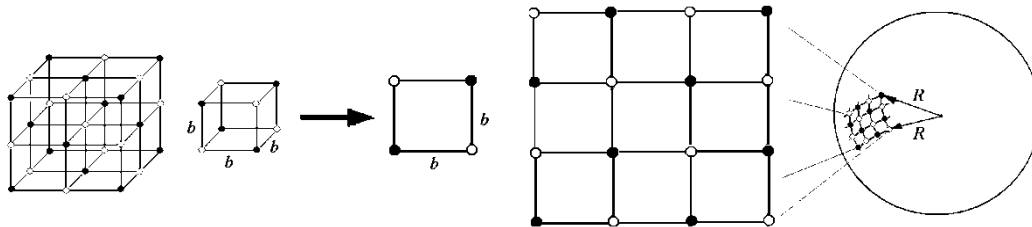


Рис. 2: Ранняя $\sim 3D_{\text{ГНК}}$ Вселенная Современная $\sim 2D_{\text{ГНК}}$ -пенообразная Вселенная

Куб - «модуль» 3D_{ГНК}-кристалла (эпоха I) (Рис. 2, слева) имеет 8 точечных масс $\pm m_{\text{гр}}$ с $\Sigma m_{\text{гр}} = 0$. Отношение его *собственной* внутренней энергии гравитационного *отталкивания* $+\Sigma U_{\text{rep.gr}}^{3D} \sim m^2/b > 0$ к энергии *притяжения* $\Sigma U_{\text{attr.gr}}^{3D} \sim (-m^2/b) < 0$ не зависит от b и есть $|K_{\text{ГНК}}^{3D}| \approx 62_{\text{rep.gr}}/38_{\text{attr.gr}} > 1$. Электростатически Нейтральные Кубы (ЭНК) из 8 кулоновских зарядов $\pm q$ стянутся, порождая стабильные кристаллы, т.к. $|K_{\text{ЭНК}}^{3D}| = |1/K_{\text{ГНК}}^{3D}| < 1$.

Квадрат - «модуль» 2D_{ГНК}-кристалла (4 массы $\pm m_{\text{гр}}$ с $\Sigma m_{\text{гр}} = 0$) имеет отношение $K_{\text{ГН}}^{2D} \approx 74\%/26\%$ *собственной* внутренней энергии отталкивания к притяжению [13] и

относим к более поздней 2D-пенообразной эпохе II, что совпадает с данными WMAP (2008) для сравнительно поздней - пенообразной эпохи: $K_{\text{WMAP.эксп.}} = \rho_{\text{DE}} / (\rho_{\text{DM}} + \rho_{\text{OM}}) \approx 74\%/26\%$ [20].

Более глубокий космос дает $K_{\text{Планк.эксп.}} = \rho_{\text{DE}} / (\rho_{\text{DM}} + \rho_{\text{OM}}) \approx 68\% / 32\%$ [1] (как смесь эпох I и II). Взяв среднее значение $K_{\text{ГНК}}^{2\text{D}} = 74\%/26\%$ и $K_{\text{ГНК}}^{3\text{D}} = 62\%/38\%$, получим $(K^{3\text{D}} + K^{2\text{D}})/2 \approx 68\% / 32\%$, совпадающее с $K_{\text{Планк.эксп.}}$, охватившим влияние двух эпох:

- (1) Более ранней космологической эпохи самоподобного замедленного расширения;
- (2) Современной пенообразной эпохи самоподобного расширения 2D-ГНК с признаками ускоренного разбегания кластеров ближе к границе ГНБК-Шара.

Выводы

Дана космологическая модель самоподобно разбегающегося примерно по Хабблу, невесомого «кристалла» Вселенной, отчасти близкая кристаллам, где действуют сходные механизмы стабильности и самовыравнивания плотности (отталкивание +M и -M кластеров и отталкивание одноименных зарядов). Однако эволюция ГНК-Вселенной идет вопреки обычной кристаллизации $0\text{D} \rightarrow 1\text{D} \rightarrow 2\text{D} \rightarrow 3\text{D}$ как «декристаллизация» в нитевидную *cosmic net* - «испарение» размерности $3\text{D} \rightarrow 2\text{D} \rightarrow 1\text{D} \rightarrow 0\text{D}$ ГНК плюс конденсация [15] во все более сверхтяжелые «атомы» ГНК (+M/-M кластеры). Показан (а) механизм пенообразования и (б) природа смены эпох $a_{\text{Вс}} < 0 \rightarrow a_{\text{Вс}} > 0$. При бесконечном разбегании одиноких суперкластеров ГНВ-Шара во внешнее статичное евклидово пространство, где $\Lambda = 0$ [12] $U_{\text{геп.гр}} \rightarrow 0$, $a_{\text{Вс}} \rightarrow 0$ и ожидаема сверхдолгая «тепловая жизнь», сохранение законов физики - без разрушения суперкластеров и их атомов в «большом разрыве».

Авторы благодарны А.М. Игнатову и А.А. Рухадзе за полезные обсуждения.

Литература

- [1] Planck collaboration "Planck 2013 results. XVI. Cosmological parameters". arXiv:1303.5076 [astro-ph.CO]. (2013).
- [2] H. El-Ad, T. Piran, Voids in the Large-Scale Structure. Astrophysical Journal 491: 421. (1997).
- [3] S. Capozziello, M. Funaro, C. Stornatolo, Cosmological black holes as seeds of voids in the galaxy distribution. A&A 420: 847-851. (2004).
- [4] C. Grupen, Astroparticle physics. Springer. Berlin. Heidelberg. New York. (2005).
- [5] S. Perlmutter, et al., The Astrophysical Journal, 517 (2), 565-586 (1999).
- [6] A.G. Riess, B.P. Schmidt, et al., The Astronomical Journal, 116 (3), 1009-1038 (1998).
- [7] A. Guth, The inflationary universe: a possible solution to the horizon and flatness problems.
- [8] J. Einasto, Dark Matter. <http://arxiv.org/pdf/1308.2534.pdf> (2013).
- [9] L. Perivolaropoulos, Large Scale Cosmological Anomalies and Inhomogeneous Dark Energy. arXiv:1401.5044v1 [astro-ph.CO]. (2014).
- [10] A. Einstein, Sitzung der Physikalisch-Mathematischen Klasse, 8, 142-152. (1917).
- [11] A. Benoit-Levy, G. Chardin, Astronomy and Astrophysics, 537, 1 (2012).
- [12] S.A. Trigger, I.A. Gribov, A.A. Rukhadze, The gravitationally neutral Universe hypothesis: Is our galactic group in the middle of the Universe-Ball? Engineering Physics V. 9 pp. 22-30. <http://infiz.tgizd.ru/en/arhiv/14337> (2015).
- [13] I.A. Gribov, From the waveguided gravity to the periodic waveguided Multiverse as united solution of DE, DM and SUSY-mysteries. <http://vixra.org/pdf/1304.0135v1> (2013).
- [14] I.A. Gribov, S.A. Trigger, Jeans instability and anti-screening in gravitational-antigravitational model of Universe. <http://arxiv.org/pdf/1404.7122> (2014).
- [15] S.A. Trigger, I.A. Gribov, Jeans instability and antiscreening in the system of matter - antimatter with antigravitation, J. Phys.: Conf. Series (in print, 2015).
- [16] H. Alfven, Cosmology: Myth or Science? J. Astrophys. Astr. 5, 79-98. (1984).

- [17] A.G. Cohen, A. De Rújula, S.L. Glashow, A Matter-Antimatter Universe? The Astrophysical Journal, 495:539 549, (1998).
- [18] В.Е. Фортов, А.Г. Храпак, И.Т. Якубов, Физика неидеальной плазмы, Физматлит, Москва, 2004
- [19] A.D. Chernin, P. Teerikorpi, M.J. Valtonen, G.G. Bird, V.P. Dolgachev, L.M. Domozhilova, Dark energy and the mass of the Local Group. ArXiv:0902.3871v1 (2009).
- [20] G.F. Hinshaw, "WMAP Cosmological Parameters Model: Λ CDM+SZ+lens Data: wmap5". NASA. Retrieved 2009-05-24. (2008).

ВЫСОКОРЕСУРНЫЙ ГЕНЕРАТОР ХИМИЧЕСКИ НЕАКТИВНОЙ ПЛАЗМЫ

**Э.Х. Исакаев, А.С. Тюфтяев, М.Х. Гаджиев, Ю.М. Куликов,
М.А. Саргсян, Н.А. Демирков**

*Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Объединенный
институт высоких температур РАН, Ижорская 13, стр.2, Москва
e-mail: makhach@mail.ru*

Актуальность исследований сублимации теплозащитных покрытий (ТЗП) под воздействием высокоэнтальпийной плазменной струи обусловлена многочисленными задачами в областях науки и техники, связанными с протеканием при этом сложных теплофизических, электромагнитных и химических процессов [1]. Начальный этап подобных исследований целесообразно проводить в потоке химически неактивной плазмы. При этом необходимо иметь надежный генератор низкотемпературной плазмы (ГНП) [2-4], в разрядном промежутке которого создается высокоэнтальпийный плазменный поток инертных газов (аргона) с температурой от тысяч до десятков тысяч градусов.

В качестве такого источника плазмы был применен ГНП с вихревой стабилизацией и расширяющимся каналом выходного электрода (рис.1), обеспечивающий высокие расходные характеристики и ресурс плазмотрона, эффективный нагрев рабочей среды и малые тепловые потери в водоохлаждаемых частях устройства. Оснащение плазмотрона газовым трактом с расширяющимся каналом выходного электрода позволяет обеспечить горение дуги в ламинарном потоке при высокой скорости газа на входе [3,4].

ГНП позволяет получать на выходе слаборасходящуюся плазменную струю аргона с углом раскрытия ($2\alpha=12^\circ$) диаметром $D=5\div 8$ мм с энтальпией $h=5\div 10$ кДж/г и среднemasсовой температурой $T=5\div 10$ кК, при полной электрической мощности дугового разряда $P=5\div 15$ кВт и расходе плазмообразующего газа $G=1\div 3$ г/с.

Одной из важнейших характеристик разряда в генераторе низкотемпературной плазмы является вольт-амперная характеристика (ВАХ). Падающий характер ВАХ для ГНП с продольным потоком газа и самоустанавливающейся длиной дуги, во-первых, влечет за собой жесткие требования к источнику электрического питания. Во-вторых, с увеличением силы тока напряжение горения дуги падает, соответственно, мощность дуги увеличивается гораздо медленнее, чем ток, в то время как ресурс ГНП во многом определяется величиной силы тока дуги [3].

Для оценки КПД плазмотрона η были измерены тепловые потоки в водоохлаждаемые части устройства. По результатам измерения КПД плазмотрона составил $\eta \sim 60\%$.

Аналогичным образом на основе калориметрических измерений были определены тепловые потоки, передаваемые плазмой при различных значениях силы тока, расхода газа и расстояния от среза сопла плазмотрона. При изменении мощности плазмотрона $P=5\div 10$ кВт в аргоне и расстояния от среза сопла $10\div 30$ мм плазменная струя при нормальном ее падении на калориметр обеспечивает удельные тепловые потоки в пределах $0.02\div 1$ кВт/см².

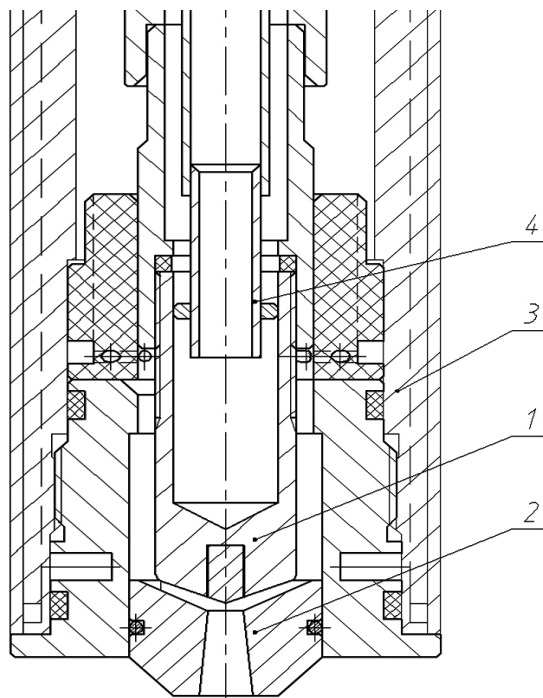


Рис. 1. Конструкция плазмотрона, рабочий газ аргон: 1 – катод, 2 – сопло-анод, 3 – корпус, 4 – трубка охлаждения катода

Скорость плазменного потока определялась измерением полного давления с помощью трубки Пито, представлявшей собой изогнутую капиллярную трубку, заключенную в медный корпус, который охлаждался проточной водой. Непосредственно давление измерялось токовым датчиком Honeywell Eclipse OEM Pressure Transducer с рабочим диапазоном $P=0 \dots 20.413$ атм с холостым током $i_0=4$ мА и линейной зависимостью перепада давления от тока $dP/di=1.2927 \cdot 10^8$ Па/А. Ток измерялся цифровым микроамперметром с точностью $\delta i=1$ мкА. Измерение полного давления производилось с шагом вдоль оси струи $\Delta x = 10 \pm 1$ мм, при двух различных значениях тока $I_1=150$ А и $I_2=200$ А. По полученным данным на основе линейной зависимости тока датчика от давления и данным спектроскопических измерений температуры, определялась плотность потока $\rho = \frac{p\mu(T)}{RT}$, (p – статическое (атмосферное) давление, T – температура, $\mu = \mu(T)$ – средняя молярная масса смеси по данной температуре, R – универсальная газовая постоянная), и

скорость потока $v = \left[2 \frac{p_0 - p}{\rho} \right]^{1/2}$, где $p_0 - p$ измеряется токовым датчиком [5].

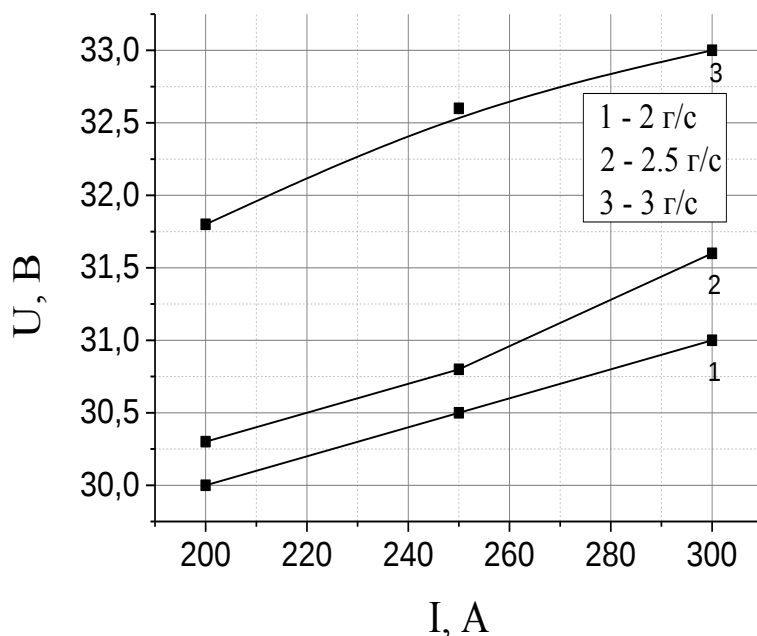


Рис.2. Вольт-амперные характеристики разряда аргона

Для определения температуры, состава плазмы и параметров высокоэнтальпийного потока применялись спектральные методы [3,6] с использованием трехканального оптоволоконного спектрометра AvaSpec 2048 со спектральным разрешением $0.2 \div 0.5$ нм, который выполнял мониторинг излучения (с периодичностью 3-4 спектр/с) вдоль оси

потока плазмы в спектральном диапазоне 240÷1000 нм. Примеры характерных спектров аргона представлены на рис.3.

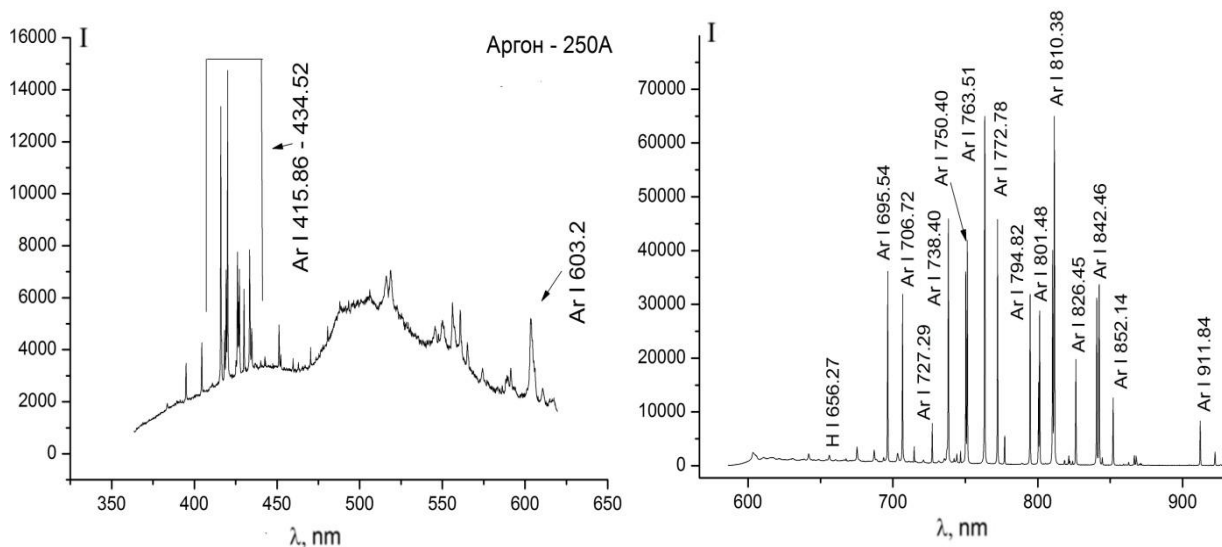


Рис.3. Характерные спектры излучения плазмы аргона (ток дуги 250 А)

Наличие в исследуемых спектрах плазмы аргона большого числа линий атомарного аргона ArI позволяют использовать метод «больцмановской экспоненты» для определения T_e [3,6]. Концентрацию электронов в приосевой области плазменной струи можно оценить по полуширине линий H_α и H_β . Так, например, на срезе сопла при токе 250 А температура и концентрация электронов в приосевой плазме аргона составили $T_e=12$ кК, $n_e=10^{17}$ см⁻³.

При обработке экспериментальных данных с целью определения скорости потока использовалась совокупность предварительно рассчитанных теплофизических данных, приведенных в таблице 1 [7].

Таблица 1. Обобщенные данные по выбранным температурам

I, А	200 А	250 А
T, К	11815.79	12181.19
Ср, Дж/моль·К	163.1062	182.1594
Ср, Дж/моль·К	4082.964	4559.912
Сv, Дж/моль·К	154.80	173.85
k, (показатель адиабаты)	1.05368	1.04780
a, м/с (скорость звука)	1608.66	1628.78
плотность, кг/м ³	0.04126	0.04002
ln(k)	0.05229	0.04669
1-я производная от "ln(k)"	0.000021648	0.000014873

Измерения показали, что в зависимости от начальных условий на расстоянии 0÷30 мм от среза сопла скорость потока плазмы изменяется от 990 до 300 м/с (рис.4).

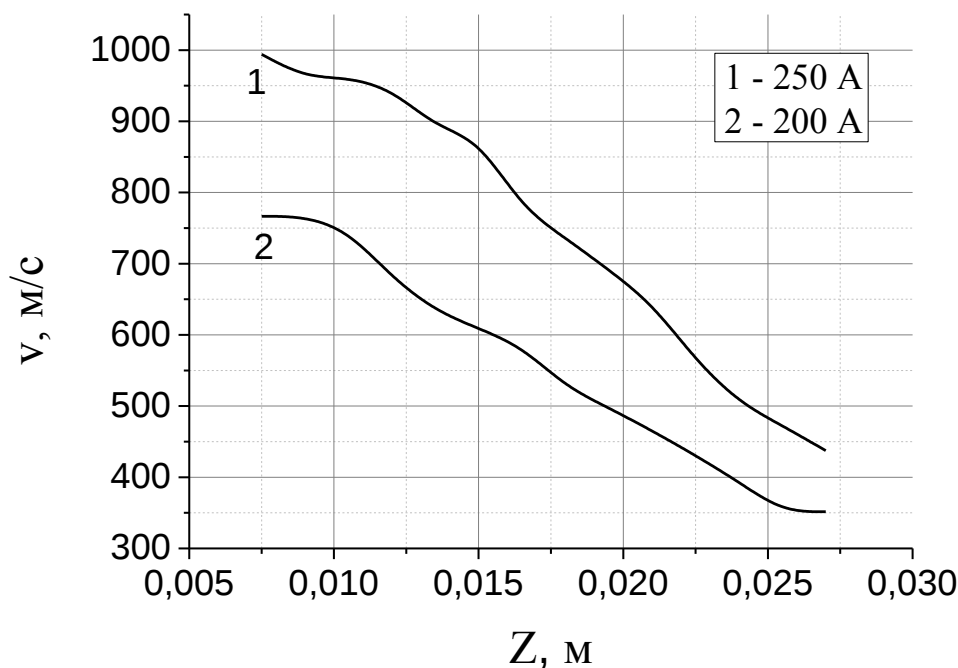


Рис.4. Зависимость скорости потока плазмы аргона при различных значениях расстояния от среза сопла и тока

Для изучения процесса взаимодействия химически неактивной плазмы с поверхностью ТЗП разработан универсальный высокоресурсный ГНП и определены параметры высокоэнтальпийный плазменный поток аргона.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта
РФФИ № 14-08-00330

Литература

- [1] Михатулин Д.С. Полежаев Ю.В., Ревизников Д.Л. Теплообмен, термохимическое и термоэрозийное разрушение тепловой защиты. М., Янус-К, 2011.
- [2] Глебов И.А., Рутберг Ф.Г. Мощные генераторы плазмы. М.: Энергоатомиздат, 1985. 264 с.
- [3] Исакаев Э.Х., Синкевич О.А., Тюфтяев А.С., Чиннов В.Ф. // ТВТ. - 2010. - Т.48. - № 1. - С. 105-134.
- [4] Тюфтяев А.С. // ТВТ. - 2013. - Т.51. - № 2. - С. 183-190.
- [5] Gadzhiev M. Kh., Kulikov Y.M., Panov V.A., Son E.E. and Tyuftyaev A.S. Supersonic Plasmatron Nozzle Profiling with the Real Properties of High Temperature Working Gas // High Temperature. - 2015. - pp.134-141.
- [6] Gadzhiev M. Kh., Sargsyan M.A., Tereshonok D.V. and Tyuftyaev A.S. Investigation of the argon arc binding to the lanthanated tungsten cathode // EPL. - 2015. - V. 111. - 25001 (4 pp).
- [7] Kian Eisazadeh-Far, Hameed Metghalchi, James C. Keck, Thermodynamic Properties of Ionized Gases at High Temperatures // Journal of Energy Resources Technology, JUNE 2011, - Vol. 133 / 022201-1...6.

МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ СУБЛИМАЦИИ ТЕРМОСТОЙКИХ МАТЕРИАЛОВ В ВЫСОКОЭНТАЛЬПИЙНОМ ПЛАЗМЕННОМ ПОТОКЕ

Э.Х. Исакаев, В.Ф. Чиннов, А.С. Тюфтяев, М.Х. Гаджиев,

М.А. Саргсян, Н.А. Демиров

*Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Объединенный
институт высоких температур РАН, Ижорская 13, стр.2, Москва*

e-mail: makhach@mail.ru

Исследования сублимации тепловой защиты в химически активной среде являются весьма актуальными и представляют большой интерес для современной науки и техники. При этом необходимо осуществлять измерение таких важнейших свойств, параметров и характеристик взаимодействующей нестационарной системы «высокоэнтальпийная плазменная струя – исследуемый образец», как энтальпия плазмы в набегающем потоке, скорость и температура плазменного потока и их пространственные распределения, падающий на образец тепловой поток (кВт/см^2), температура поверхности образца, унос (убыль) массы образца и др.[1]. Для проведения такого рода исследований создан автоматизированный экспериментальный комплекс (рис.1), позволяющий изучать динамику взаимодействия и видоизменений системы «набегающий поток – исследуемый образец» методами калориметрии, высокоскоростной синхронизированной видеорегистрации, микропирометрии, лазерной профилометрии и спектроскопии излучательных характеристик плазмы и образца.

В качестве источника высокоэнтальпийного плазменного потока используется разработанный генератор низкотемпературной плазмы (ГНП) с расширяющимся каналом выходного электрода [2], позволяющий получать на выходе слаборасходящуюся ($2\alpha=12^\circ$) плазменную струю различных газов (аргон, азот, воздух) диаметром $D=6\div 20$ мм с энтальпией $5\div 50$ кДж/г и среднемассовой температурой $5\div 10$ кК, при полной электрической мощности дугового разряда $5\div 50$ кВт и расходе плазмообразующего газа $1\div 3$ г/с. Измерение достижимых уровней удельных тепловых потоков плазмы проводится калориметрированием потоков, поступающих на поверхность многосекционного торца медного калориметра от плазменной струи для различных значений силы тока, расстояния от среза сопла плазмотрона и расхода газа (рис.2). Определение разгонных характеристик профилированного сопла плазмотрона, а также скорости истечения газа производится по измерению полного давления с помощью трубки Пито, представлявшей собой изогнутую капиллярную трубку, заключенную в медный корпус, который охлаждается проточной водой (рис.3). Непосредственно давление измеряется токовым датчиком Honeywell Eclipse OEM Pressure Transducer с рабочим диапазоном $P=0\ldots 20.413$ атм с холостым током $i_0=4$ мА и линейной зависимостью перепада давления от тока $dP/di=1.2927\cdot 10^8$ Па/А. Ток измеряется цифровым микроамперметром с точностью $\delta i=1$ мА [3].

Видеонаблюдение за взаимодействующей системой «набегающий высокоэнтальпийный плазменный поток – сублимирующий термостойкий образец» проводится с помощью синхронизированных высокоскоростных камер с трехцветной матрицей Motion Pro X3 (США) и VS-Fast. В сочетании с длиннофокусными объективами с системой удлинительных колец камеры обеспечивают регистрацию в масштабе 1:3 изображения области взаимодействия «струя - исследуемый образец» в течение всего периода наблюдения с пространственным разрешением около 30 мкм.

Микропирометрия выбранной зоны (диаметром $1.5\div 2$ мм) на поверхности образца, с целью измерения локальных значений яркостной температуры, проводится высокоскоростным (временное разрешение до 1 мкс) трехдлинноволновым микропирометром FMP1001 с температурным диапазоном $1200\div 5000$ К.

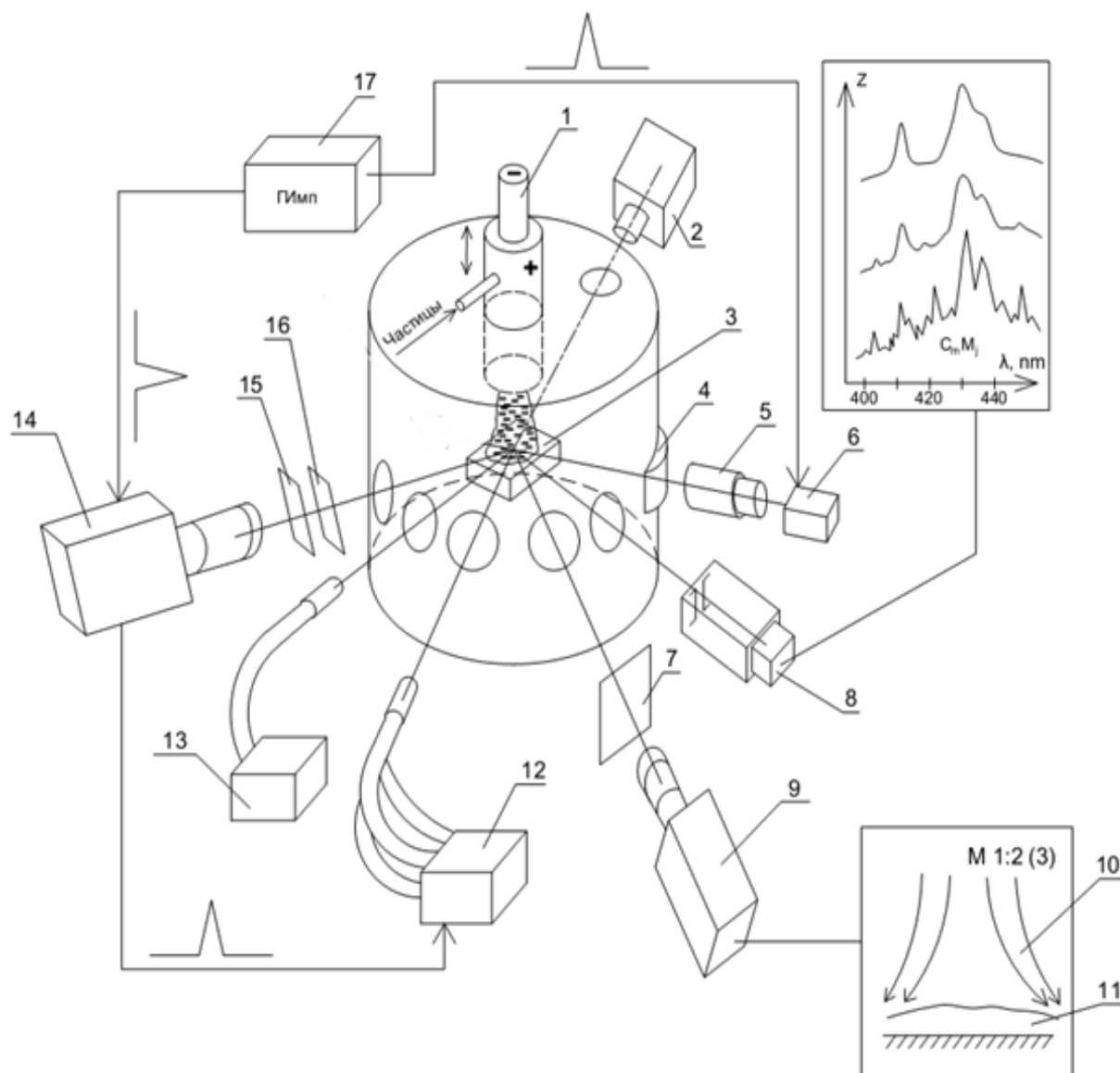


Рис.1. Синхронизированная система измерений:

1 – плазматрон, 2 – высокоскоростной микропирометр, 3 – образец, 4 – цилиндрическая линза, 5 – телескоп, 6 – импульсно-периодический лазер, 7 – светофильтр, 8 – MS-257-Andor, 9 – черно-белая высокоскоростная камера VS-Fast, 10 – треки частиц, 11 – пограничный слой, 12 – 3х канальный спектрометр AvaSpec2048, 13 – одноканальный спектрометр AvaSpec3648, 14 – Video камера Motion Pro, 15 – нейтральный светофильтр, 16 – интерференционный фильтр, 17 – система синхронизации (генератор управляющих импульсов)

Для измерения скорости уноса массы образца, помимо оценочного метода взвешивания, используются метод «лазерного ножа» и метод двухпозиционной томографии. Импульсный лазер LCM-DTL-319QT с частотой импульсов до 10 кГц, длительностью импульса 7 нс, длиной волны 527 нм и с энергией в импульсе 100 мкДж с системой фокусировки (телескоп и цилиндрическая линза) формирует в зоне поверхности образца «лазерный нож» шириной 1 мм и высотой 20-25 мм.

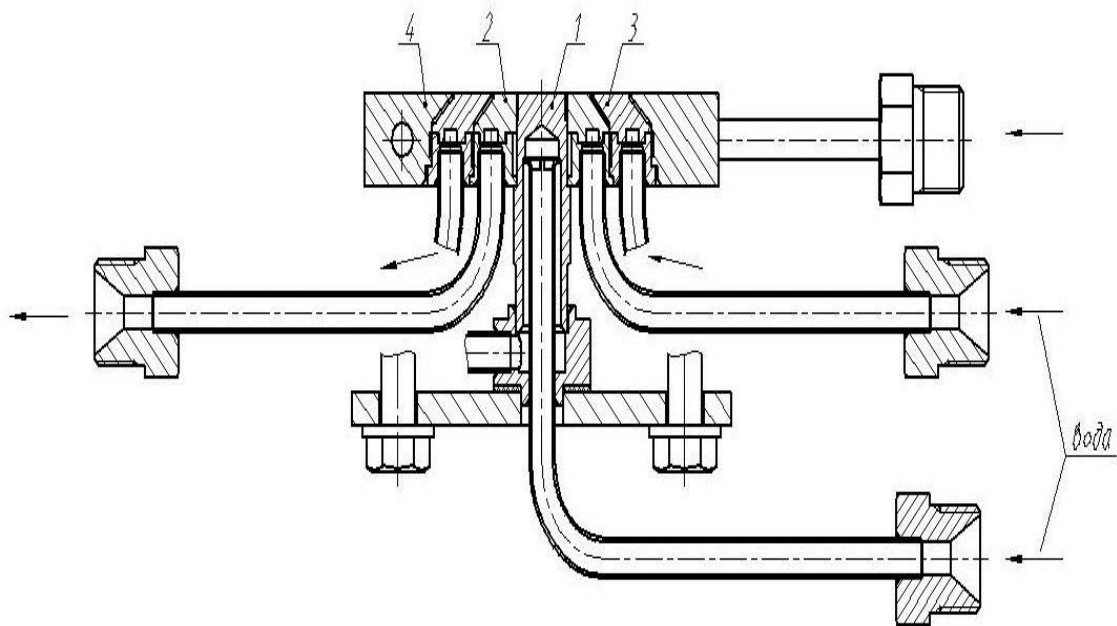


Рис.2. Многосекционный калориметр:

1 – центральная секция; 2 – обхватывающая секция 2; 3 – обхватывающая секция 3; 4 – корпус калориметра

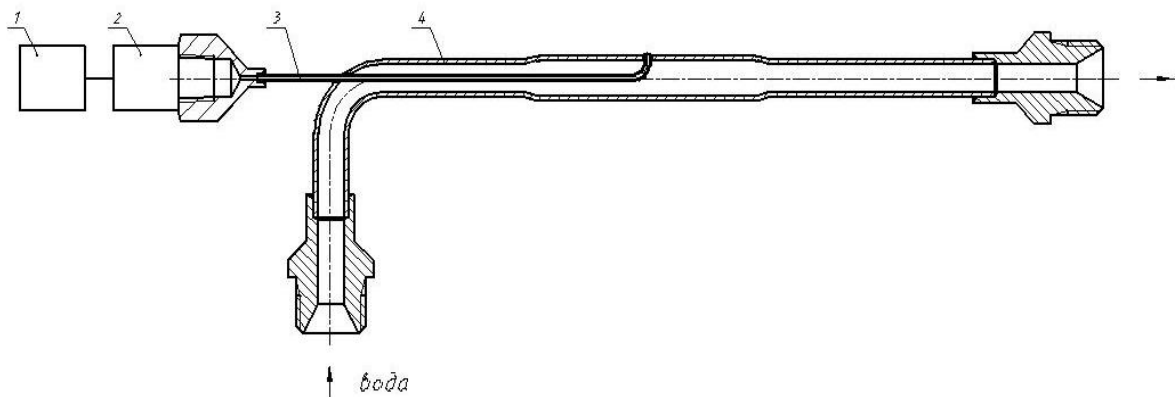


Рис.3 Трубка Пито:

1 – источник питания; 2 – токовый датчик; 3 – измерительная трубка; 4 – водоохлаждающая трубка

С помощью двухпозиционной стереоскопии синхронизированными видеокамерами Phantom и VS-Fast (частота кадров $30-50\text{ с}^{-1}$, время экспозиции $10-100\text{ мкс}$) устанавливается изменение во времени границ образца и, в конечном счете, его изменяющийся объем. Тем самым устанавливается «объемная» составляющая убыли материала образца во времени. Одновременно с двухпозиционной визуализацией третья скоростная камера Motion Pro в режиме 10 кадров в секунду и экспозицией 1 мкс регистрирует след «лазерного ножа» на поверхности образца, программный анализ которого позволяет определить скорость сублимации из кратера. При этом для определения температуры поверхности образца в области кратера и вне его в световые тракты видеокамер периодически вводятся интерференционные фильтры 590 нм и 525 нм с полосой пропускания $\delta\lambda_{1/2}=10\text{ нм}$, последний одновременно позволяет улучшить «контрастность» наблюдения следа «лазерного ножа».

Спектральные измерения выполняются с помощью трехканального и одноканального оптоволоконных спектрометров AvaSpec 2048 и AvaSpec 3648.

Одноканальный оптоволоконный спектрометр AvaSpec2048 со спектральным разрешением около 1 нм выполняет мониторинг излучения плазмы из приповерхностной зоны образца в спектральном диапазоне $240\div 1000\text{ нм}$. Измерения обеспечивают контроль

временного изменения (с периодичностью 2-4 спектр/с) плазмохимического состава и параметров плазмы в зоне ее взаимодействия с образцом ($\Delta Z \approx 2 \div 3$ мм над поверхностью).

Трехканальный оптоволоконный спектрометр AvaSpec 3648 с диапазоном 220÷1100 нм и спектральным разрешением 0.2÷0.5 нм регистрирует излучение плазмы в невозмущенной зоне набегающего потока ($\Delta Z \approx 0 \div 15$ мм от среза выходного отверстия плазматрона), а также в зоне взаимодействия с образцом ($\Delta Z \approx 18 \div 20$ мм). Для получения этих спектров излучения на выбранном расстоянии Z от среза сопла плазматрона с помощью кварцевого конденсора $f=250$ мм формируется резкое изображение светящегося объекта в масштабе 1:2. Входной торец световода AvaSpec 3648, перпендикулярный плоскости этого изображения, может перемещаться в этой плоскости, вырезая коллиматорным отверстием диаметром 1 мм интересующую нас зону свечения.

Создан автоматизированный экспериментальный стенд для исследования воздействия высокотемпературной плазменной струи на мишень из термостойкого материала, позволяющий электрическими и оптическими методами получить данные о характере изменения во времени и пространстве поля температур на поверхности образца, о динамике убыли материала, об изменениях параметров (температура и концентрация электронов, температура тяжелых частиц) набегающей на образец плазменной струи.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России в рамках ФЦП
RFMEFI60414X0090

Литература

- [1] Михатулин Д.С. Полежаев Ю.В., Ревизников Д.Л. Теплообмен, термохимическое и термоэрозийное разрушение тепловой защиты. М., Янус-К, 2011.
- [2] Исакаев Э.Х., Синкевич О.А., Тюфтяев А.С., Чиннов В.Ф. Исследование генератора низкотемпературной плазмы с расширяющимся каналом выходного электрода и некоторые его применения // ТВТ. - 2010. - Т.48. - № 1. - С. 105-134.
- [3] Gadzhiev M. Kh., Kulikov Y.M., Panov V.A., Son E.E. and Tyufityaev A.S. Supersonic Plasmatron Nozzle Profiling with the Real Properties of High Temperature Working Gas // High Temperature. - 2015. - pp.134-141.

ПРОБОЙ ПУЗЫРЬКА ВОЗДУХА В ТРАНСФОРМАТОРНОМ МАСЛЕ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

Э.Х. Исакаев, А.С. Тюфтяев, М.Х. Гаджиев, П.Л. Акимов

*Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Объединенный
институт высоких температур РАН, Ижорская 13, стр.2, Москва
e-mail: nakhach@mail.ru*

Трансформаторное масло широко используется в качестве изоляции различной высоковольтной техники. Поэтому большой интерес вызывают исследования разрядных процессов в маслonaполненных высоковольтных аппаратах. Долгое время из-за внешней схожести считалось, что механизм пробоя жидких диэлектриков аналогичен механизму пробоя газов, но применение газовых аналогий дали результаты, противоречащие экспериментальным данным. В настоящее время существуют в основном две теории пробоя жидких диэлектриков: теория, связанная с пробоем в пузырьках газа, которые могут присутствовать в жидкости изначально, либо образовываться в ней в результате нагрева, электролиза, кавитации и т.д. и теория пробоя в самой жидкости под действием сильного электрического поля (электронные теории пробоя) [1].

При исследовании влияния одиночных пузырьков воздуха радиусом $R \approx 0.1$ см использовался экспериментальный стенд, подробно описанный в работе [2], где показано, что наличие пузырьков с газом снижает пробивное напряжение трансформаторного масла и напряжение пробоя практически не изменяется со временем, в отличие от чистого масла.

Снижение пробивного напряжения связано с тем, что электрическая прочность газов значительно ниже электрической прочности трансформаторного масла, поэтому частичный разряд может происходить в газовом пузырьке в полях меньших, чем необходимо для пробоя масла [3].

Важной характеристикой разряда в масле является его вольт-амперная характеристика (ВАХ) и диэлектрическая прочность, определяющая напряжение пробоя. Для исследования электрических характеристик пробоя трансформаторного масла была проведена модернизация имеющейся экспериментальной установки [2] согласно принципиальной схеме, приведенной на рис.1.

Снятие осциллограмм силы тока и напряжения на установке производится тремя высоковольтными делителями, имеющими коэффициент деления 6700, для определения напряжения относительно земли. Два делителя собранные на резисторах R15, R16 и R17, R18 снимают напряжение на выводах разрядной камеры и напряжение между двумя делителями, что пропорционально (с коэффициентом 6700) напряжению на электродах камеры. Итоговая осциллограмма напряжения формируется при подаче сигналов с делителей на двухканальный осциллограф Л1 с включенной функцией вычитания сигналов.

Между делителями R17, R18 и R19, R20 выделяется сигнал пропорциональный разности потенциалов на ограничительной резисторной сборке, собранной из резисторов R1÷R7. В этом случае разность потенциалов на сборке пропорциональна току с коэффициентом $1/R_0$, где R_0 - общее сопротивление резисторной сборки. Таким образом, итоговая осциллограмма тока формируется аналогично осциллограмме напряжения: при подаче сигналов с данных делителей на двухканальный осциллограф Л2 с включенной функцией вычитания сигналов. Синхронизации осциллографов производится внешним запуском от генератора одиночного импульса.

Оптические измерения выполнялись с использованием скоростной камеры типа RedLake MotionPro X3 (с диагональю 19.7 мм, частотой кадров $1\div 10$ кГц и минимальной экспозицией 1 мкс) через вмонтированную в разрядную камеру кварцевое окно. В сочетании с длиннофокусным объективом камера регистрировала изображение в масштабе 1:3 в течение всего периода наблюдения с сохранением в буферной памяти до 3000 кадров.

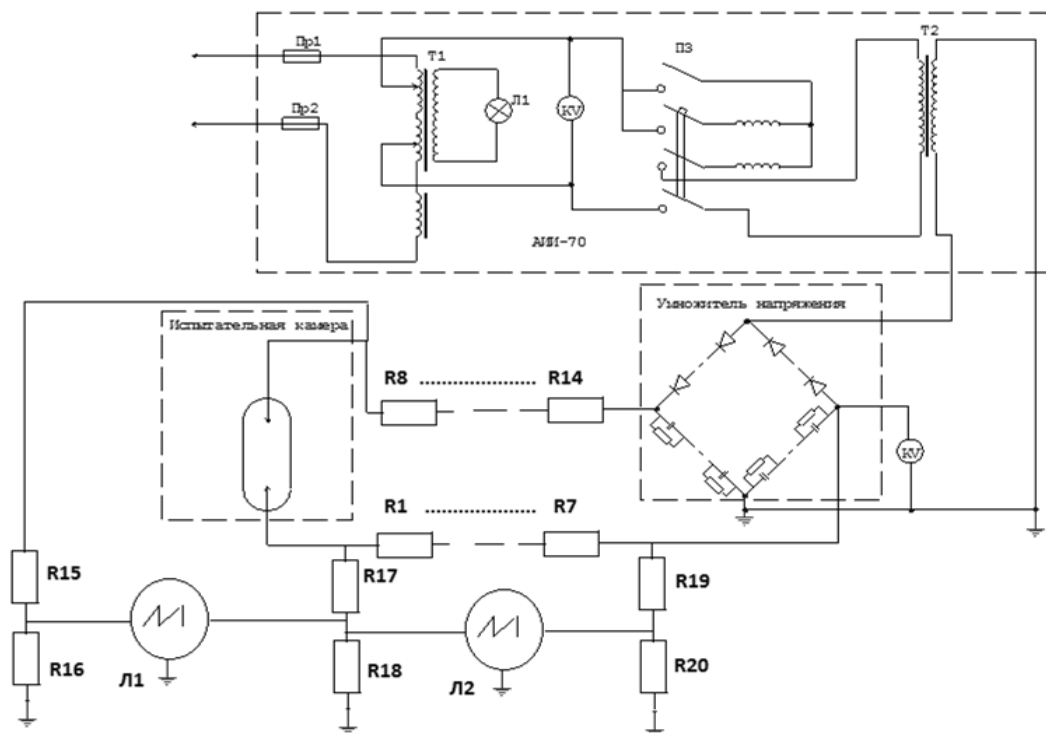
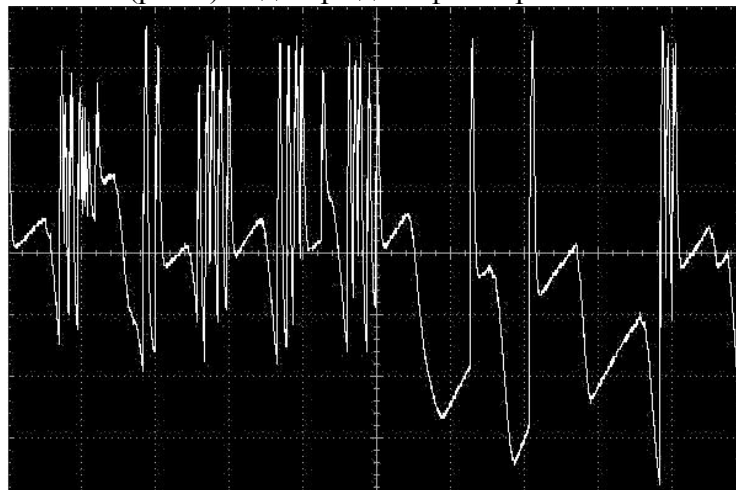


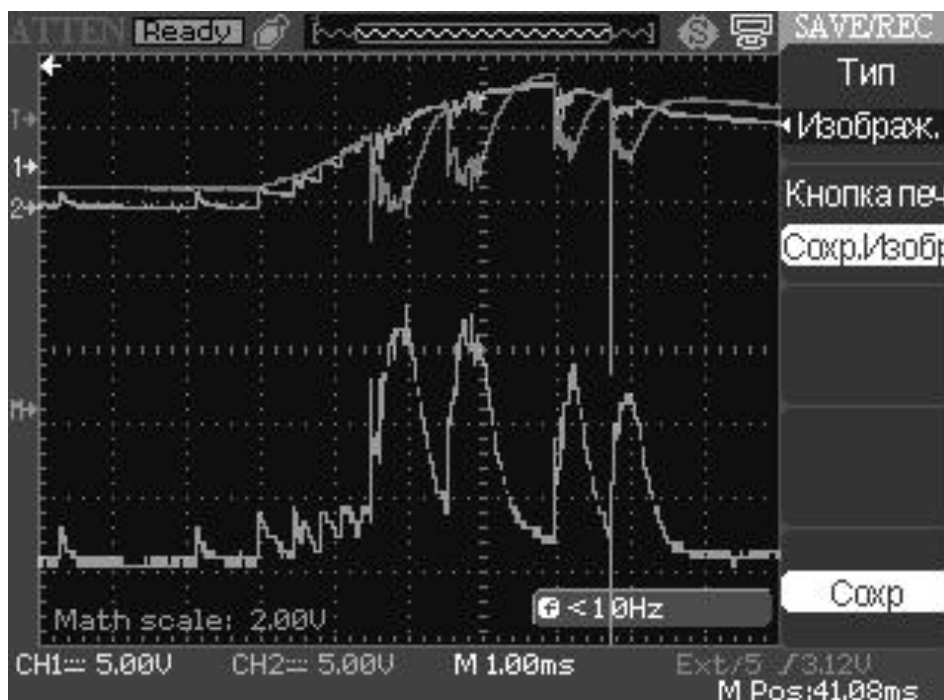
Рис.1. Принципиальная схема экспериментальной установки для исследования электрических характеристик разряда в жидких диэлектриках

Частота колебаний напряжения измерялась либо на одном плече удвоителя напряжения при отключенном от разрядной камеры источнике высокого напряжения, либо при подаче напряжения между электродами. Исследования показали, что на одном плече отмечаются колебания напряжения относительно земли частотой 50 Гц, а колебания напряжение между электродами - 100 Гц.

На рис. 2 приведена ВАХ разряда в масле с одиночными пузырьками воздуха. При достижении пробойного напряжения между электродами происходит разряд с частотой 100 Гц (рис. 2), где на каждый период еще накладываются пробои с частотой около 1 кГц (рис.3). Скоростная съемка (рис.3) подтверждает факт пробоя с частотой 1 кГц.



а)



б)

Рис.2. ВАХ разряда в масле:

- а) напряжение разряда с амплитудным значением 100 кВ и разверткой 10 мс;
- б) ток разряда с амплитудным значением 9 мА – нижний луч (осциллограмма снята с разверткой 1 мс), первый и второй луч – сигналы между делителями R17, R18 и R19, R20

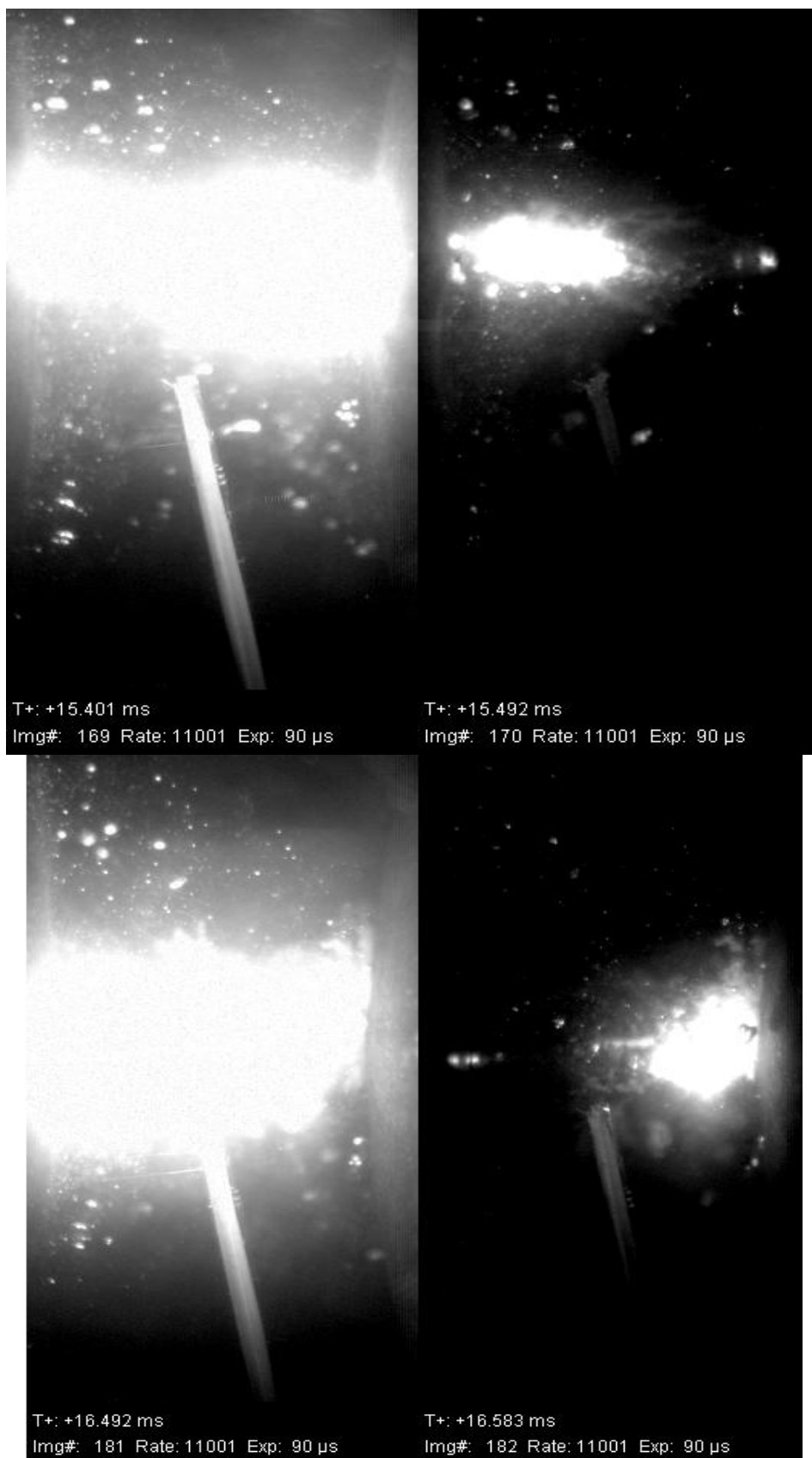


Рис.3. Скоростная визуализация процесса пробоя трансформаторного масла

Экспериментальное исследование пробоя трансформаторного масла с одиночными пузырьками воздуха показало, что в промежутке происходят периодические разряды с длительностью до 1 мс и частотами 100 Гц, связанные с внешним источником питания, и 1 кГц, природу которых еще предстоит изучить. Можно предположить, что если бы мы имели одиночный бесконечный импульс, то пробой в промежутке происходил с частотой

~ 1 кГц. Тогда замеченные в работе [3] периодические разряды в пузырьках не связаны с источником питания с удвоителем напряжения.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта
РФФИ № 15-08-00395

Литература

- [1] Ушаков В.Я., Климкин В.Ф., Коробейников С.М., Лопатин В.В. Пробой жидкостей при импульсном напряжении. Томск: Изд-во НТЛ, 2005. 488 с.
- [2] Гаджиев М.Х., Исакаев Э.Х., Тюфтяев А.С., Акимов П.Л., Юсупов Д.И., Куликов Ю.М., Панов В.А. Электрический пробой трансформаторного масла с пузырьками элегаза и воздуха //ЖТФ. - №7. - 2015. - С.156-158.
- [3] Недоспасов А.В., Исакаев Э.Х., Тюфтяев А.С., Гаджиев М.Х. О влиянии одиночных пузырьков газа на электрический пробой трансформаторного масла //ЖТФ. - №7. - 2015. - С.142-143.

ВЛИЯНИЕ СХЕМЫ ЭЛЕКТРОПИТАНИЯ МАГНИТОПЛАЗМЕННОГО УСКОРИТЕЛЯ МАКРОТЕЛ НА ЕГО ХАРАКТЕРИСТИКИ

А.В. Козлов, А.В. Котов, А.В. Петров, В.П. Полищук, А.В. Шурупов
*Объединенный институт высоких температур Российской академии наук
125412, Москва, ул. Ижорская 13 стр. 2*

В магнитоплазменном ускорителе (МПУ) метаемое тело (МТ) разгоняется под действием давления плазмы, ускоряющейся в магнитном поле. Считалось, что МПУ или рельсотроны смогут разогнать граммовые тела до скорости u_b порядка 10 км/с и более [1]. Однако реальная скорость метания оказалась значительно меньше – около 6,5 км/с [1]. Расхождение между расчетными и теоретическими значениями скорости метания, главным образом, связывают с увеличением общей метаемой массы вследствие эрозии стенок канала рельсотрона. В работе [2] высказана гипотеза о том, что скорость метания в МПУ ограничена значением скорости звука в плазме канала ускорителя c_{pl} ($c_{pl} > u_b$). Скорость звука c_{pl} близка к средней тепловой скорости тяжелых частиц и поэтому зависит от их среднего молекулярного веса и температуры плазмы. Как показано в [2] достигнутые значения скорости метания оказались на уровне характерных значений скорости звука c_{pl} .

Увеличить скорость звука c_{pl} можно, если для инициации разряда использовать массивный литиевый инициатор, масса которого составляет 5-10 % от массы МТ. После электрического взрыва такого инициатора в канале МПУ образуется плазменный поршень (ПП) с высоким значением скорости c_{pl} . Молекулярный вес частиц плазмы может задаваться инициатором, а температура плазмы определяется, в известной степени, схемой электропитания. Как правило, в качестве источника энергии МПУ используют емкостные накопители (ЕНЭ). В работе [3] представлены результаты наших экспериментов, в которых использовался восьмисекционный ЕНЭ с номинальной энергией 800 кДж при напряжении зарядки – 5 кВ. В данной работе представлены результаты опытов, в которых ЕНЭ подключался к рельсотрону через формирующую линию с параметрами $L=0,3$ мкГн и $C=14$ мФ. Применение формирующей линии позволило примерно на 30 % увеличить длительность разряда ЕНЭ и, соответственно, использовать рельсотроны с более длинным каналом.

В обсуждаемых далее опытах использовался МПУ с длиной канала $l_c=1,0$ м и диаметром 16 мм. Electroды изготавливались из латуни ЛС59-1, изоляторы и МТ - из поликарбоната. В казенную часть канала вкручивалась заглушка из капролона длиной 6

см. После сборки канал обкладывался диэлектрическими пластинами и помещался в силовой бандаж из титана или нержавеющей стали.

В экспериментах измерялись ток МПУ $I(t)$, напряжение на входе в канал $V_b(t)$ и на плазме $V_m(t)$. Токи определялись с помощью поясов Роговского, напряжения – с помощью трансформаторов тока. Динамика движения плазменного поршня (ПП) фиксировалась при помощи магнитных зондов (МЗ). Зонды диаметром 2 мм были вмонтированы в изоляционную стенку на расстоянии 3 мм от рабочей поверхности канала. Регистрация движения МТ вне канала и исследование его взаимодействия с мишенями проводилась с помощью камеры ВСК-6. Момент соударения МТ с мишенью фиксировался контактным датчиком. Для контроля движения МТ на баллистической трассе применялись также «световые» ножи.

Максимальная скорость МТ в этой серии экспериментов составила 5,4 км/с при его массе 1,9 г. На рис. 1 приведены осциллограммы тока и напряжений для эксперимента, в котором МТ массой $m_b = 2,6$ г было ускорено до скорости 5,2 км/с. Масса инициатора была 0,3 г. Ток в МПУ достиг максимума (700 кА) через 250 мкс после подачи напряжения. Для сравнения приведем данные из работы [3] о характеристиках токового импульса в отсутствие буферной емкости: ток достигал максимума (650 кА) через 180 мкс после запуска. При такой форме импульса тока МТ массой 1,3 г в канале длиной 0,4 м и диаметром 12 мм было ускорено до 4,9 км/с [3]. Использование формирующей линии обеспечивает более «мягкий» режим работы рельсотрона.

Как видно из рис. 1, в момент времени $t_i \approx 90$ мкс значения напряжений V_b и V_m начинают «расходиться». Это означает, что в этот момент МТ пришло в движение. Через ≈ 410 мкс после начала эксперимента происходит резкое возрастание напряжения V_m , что соответствует моменту вылета МТ из канала.

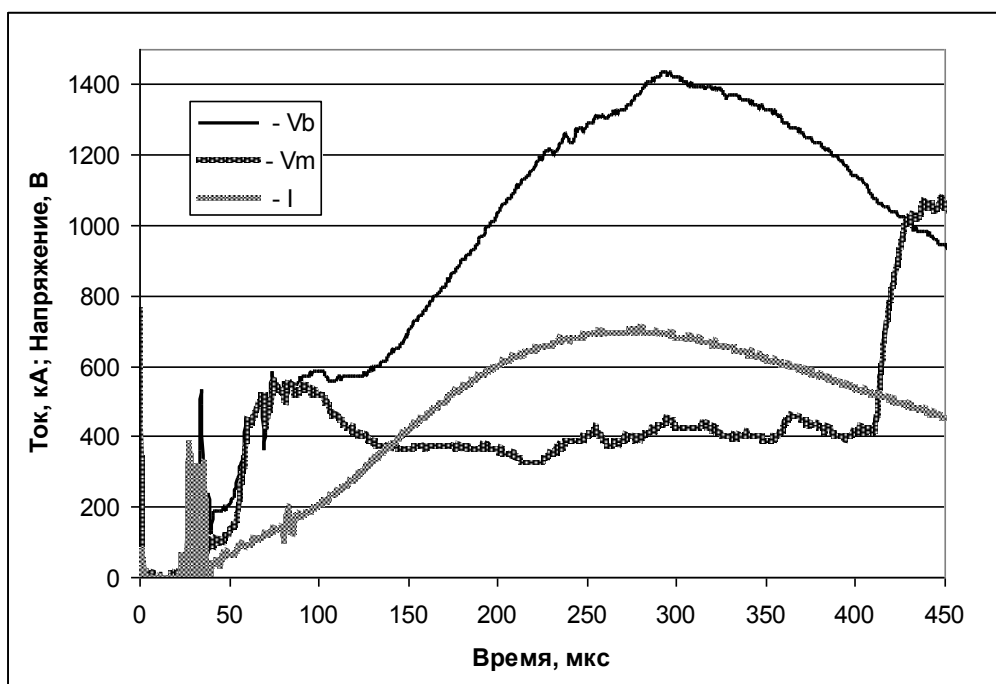


Рис. 1 Осциллограммы тока и напряжений

На рис.2 приведена $x(t)$ -диаграмма движения ПП по каналу МПУ, полученная с помощью МЗ. Зависимость координат ПП x_p от времени можно также рассчитать, используя измеренные осциллограммы тока и напряжений. Если рассматривать ПП как токовую перемычку, то второй закон Кирхгофа для МПУ имеет вид:

$$V_b - V_m - IR(t) = \frac{d}{dt} I(x_0 + x_p) L' \quad (1)$$

Где x_0 – длина начального участка канала (заглушки), $R(t)$ – сопротивление рельсов, $L \cong 0,35 \text{ мГн/м}$ – погонная индуктивность канала. По оценкам, в первом приближении падением напряжения на рельсах IR можно пренебречь, тогда из уравнения (2) следует уравнение для координаты ПП:

$$x_p(t) = \frac{\int (V_b - V_m) dt}{I(t)L'} - x_0 \quad (2)$$

На рис. 2 приведены координаты ПП, рассчитанные из уравнения (2). На этом рисунке также приведены данные об $x(t)$ -диаграмме движения МТ, рассчитанные по измеренным значениям тока в рельсотроне. В отсутствие потерь импульса координата МТ $x_b(t)$ находится из второго закона Ньютона [1]:

$$\ddot{x}_b = L'I^2 / (2m_b) \quad (3)$$

После интегрирования уравнения (3) находится скорость МТ:

$$u_b(t) = L' \int I^2 dt / (2m_b) \quad (4)$$

После интегрирования уравнения (4) находится координата МТ $x_b(t)$. Из рис. 2 следует, что на начальном участке МТ «отстает» от ПП. Это противоречие объясняется тем, что первые 30-50 мкс движение МТ определяется газокINETическим давлением расширяющейся плазмы лития. Под действием этого давления МТ приобретает скорость около 0,5 км/с.

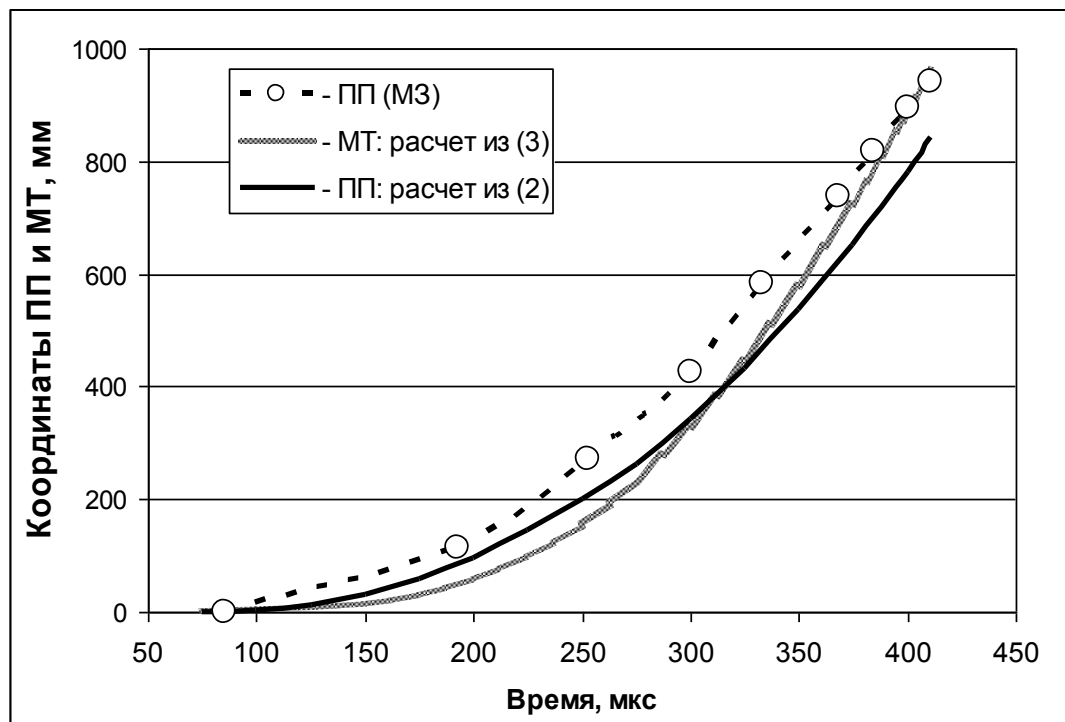


Рис. 2 $x(t)$ -диаграммы плазменного поршня и метаемого тела

На рис. 3 приведены значения скорости МТ в канале, рассчитанные из уравнения (4). На этом же рисунке отмечена скорость МТ в момент вылета из канала U_b (5,2 км/с). На рис. 3 также представлены значения скорости ПП, найденные с помощью МЗ, и из дифференцирования соотношения (2). Как видно из рис. 3, при относительно малых скоростях МТ и ПП движутся синхронно, а при скорости свыше 3 км/с происходит торможение ПП. Такое же торможение ПП было зафиксировано и в экспериментах [3]. В работе [3] этот эффект объяснялся развитием резонансной деформации канала (РДК) под действием движущегося фронта высокого давления. РДК возникает, если скорость движения фронта давления оказывается сопоставимой со скоростью звука в стенках

канала [4]. Вследствие развития РДК на поверхности канала возникают динамические неоднородности, при соударении МТ с которыми происходит взрывной выброс материала стенок в плазму, что и вызывает торможение ПП.

В работе [3] обсуждаются известные особенности работы МПУ, которые подтверждают возникновение РДК. Одно из наглядных проявлений РДК – это образование на поверхности канала специфических зазубрин (“gouging”). В наших экспериментах наблюдались такие повреждения на поверхности изолятора в той части канала, где происходило торможение ПП.

Размер выступов, образующихся на поверхности канала МПУ, определяется давлением плазмы. Для эксперимента, представленного на рис. 1, среднее ускорение МТ в канале составило $1,5 \times 10^7$ м/с², которому соответствует давление плазмы порядка 0,2 ГПа. Для эксперимента, представленного в работе [3], среднее ускорение МТ в канале составляло 3×10^7 м/с², а давление плазмы – порядка 0,4 ГПа. Увеличение давления плазмы должно сопровождаться возрастанием негативного влияния РДК на эффективность метания. Таким образом, применение буферной емкости позволяет, увеличив длину канала, реализовать более «мягкий» режим разгона МТ и поднять скорость метания. Вместе с тем при более медленном вводе энергии следует ожидать более низких значений температуры плазмы, что должно привести к уменьшению скорости звука в плазме и ее электропроводности. Вероятно, существует оптимальный режим разгона МТ в канале МПУ.

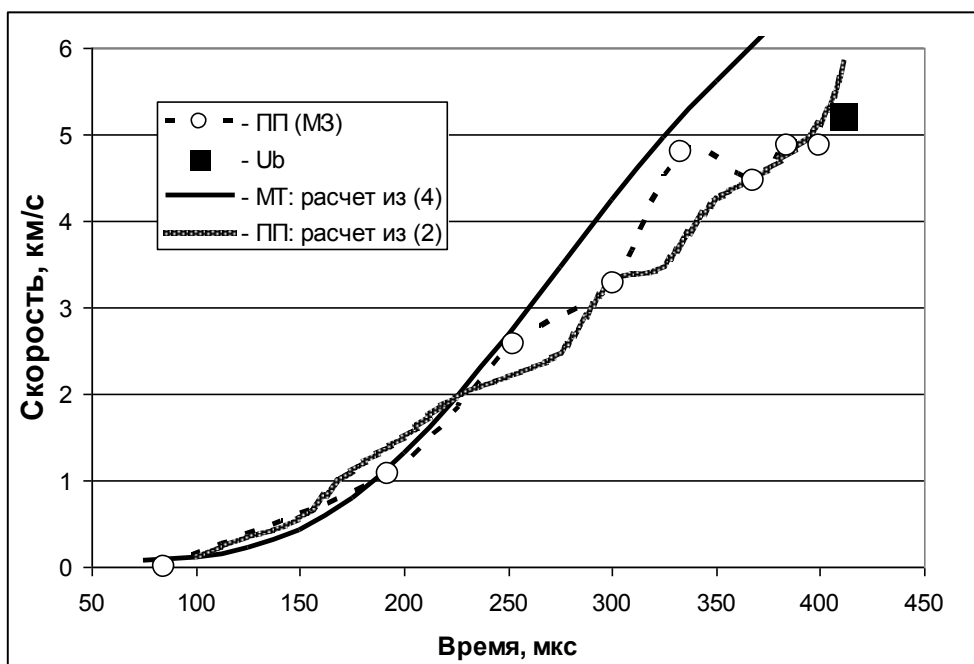


Рис. 3 Скорость плазменного поршня и метаемого тела

Применение массивного литиевого инициатора позволяет создать на начальном участке канала плазму с высоким значением скорости звука. Дополнительное преимущество такого инициатора заключается в том, что высокое давление плазмы лития обеспечивает начальный разгон МТ до скорости порядка 0,5 км/с. Также важно, что высокое давление литиевой плазмы ограничивает испарение электродов и рост массы ПП. Темпом ускорения МТ можно управлять при использовании формирующей линии в системе электропитания рельсотрона. Для повышения скорости метания в МПУ необходимо найти решения, которые позволили бы преодолеть негативное влияние резонансной деформации канала.

Литература

- [1] Швецов Г.А., Анисимов А.Г., Башкатов Ю.Л., Станкевич С.В. Рельсовые электромагнитные ускорители твердых тел. Достижения. Проблемы. Перспективы. «Гидродинамика высоких плотностей энергии»: Тр. Международного Семинара. Новосибирск: Изд. Института гидродинамики СО РАН. 2004. С. 282-304.
- [2] Лузганов С.Н., Полищук В.П., Шурупов А.В. Проблемы и перспективы магнитоплазменных ускорителей макротел - Известия АН, серия «Энергетика». 2005. № 1. С. 32-43.
- [3] Kozlov A.V., Polistchok V.P., Shurupov A.V., Shurupova N.P. "Resonant deformation of barrel in Plasma-Dynamic Launchers"// Proceedings of XVI International EML Symposium. China. 2012 (cd).
- [4] J. P. Jones, and P. G. Bhuta, "Response of Cylindrical Shells to Moving Loads" - Journal of Applied Mechanics. 1964. V. 31, pp.105-111.

ГЕНЕРАТОРЫ ЭЛЕКТРОННО-ПУЧКОВОЙ ПЛАЗМЫ И ОБЛАСТИ ИХ ПРИМЕНЕНИЯ

А.С. Коротеев, Р.Н. Ризаханов

Исследовательский центр имени М.В. Келдыша, Онежская 8, Москва, Россия.

Электронный пучок, выведенный в газовую среду, является мощным инструментом в решении обширного спектра технических и технологических задач – возбуждение лазеров, модификация поверхности, стимулирование химических процессов, а также сварка, плавка металлов и др. Для реализации подобных технологий пучок формируют в вакууме, а затем, с помощью специальных устройств инжектируют в газ. На рисунке 1 представлена схема генератора электронно-пучковой плазмы (ГЭПП), предназначенного для исследования упрочнения материалов под воздействием концентрированных потоков энергии.

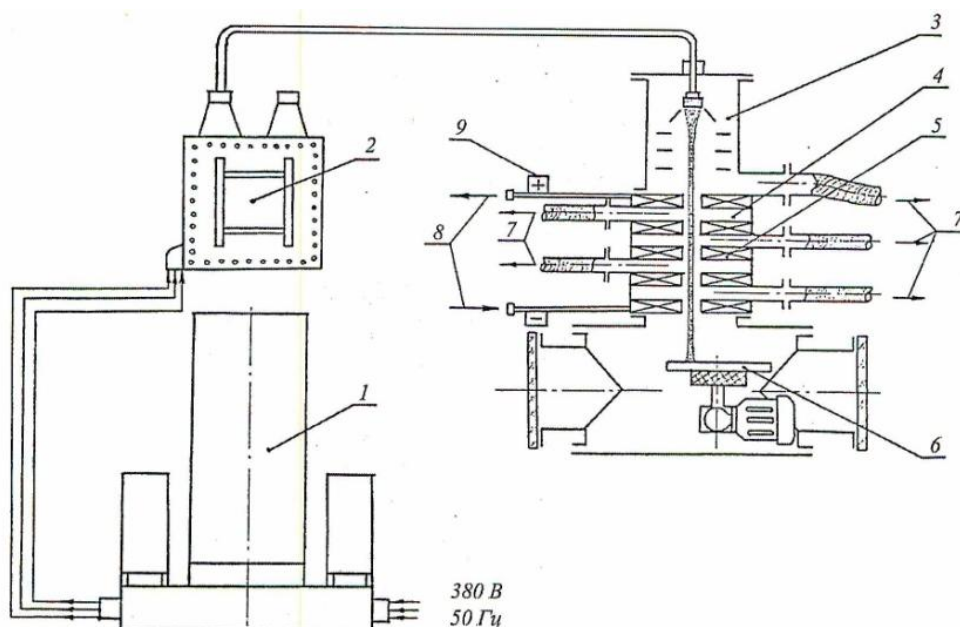


Рис. 1. Схема установки «ТУР-1»: 1 – блок первичного питания (преобразователь частоты); 2 – трансформатор-выпрямитель; 3 – электронная пушка; 4 – устройство вывода; 5 – система фокусировки пучка; 6 – обрабатываемый образец; 7 – вакуумная откачка; 8 – система охлаждения; 9 – система электропитания

Основными элементами ГЭПП являются источник высоковольтного питания (образован блоком первичного питания 1 и трансформатором-выпрямителем 2),

электронная пушка 3 и устройство вывода 4. Пушка формирует сфокусированный и ускоренный пучок электронов, а устройство вывода обеспечивает перепад давлений между полостью пушки ($p \approx 10^{-3}$ Па) и рабочим объемом, в котором располагается обрабатываемый образец 6 ($p \approx 10^5$ Па). Для работы устройства вывода необходимы вакуумная откачка 7 и система охлаждения 8; поперечные размеры электронного пучка ограничиваются с помощью системы фокусировки 5.

Используемый в выводном устройстве принцип транспортировки пучка в прожигаемом им канале позволяет минимизировать натекание газа и, как следствие, создать устройства с малыми массо-габаритными характеристиками, низким энергопотреблением, высокой маневренностью.

В разные годы в ГНЦ ФГУП «Центр Келдыша» были разработаны и созданы различные ГЭПП, предназначенные для решения ряда научно-технических и прикладных задач. Сведения о данных разработках представлены в таблице 1.

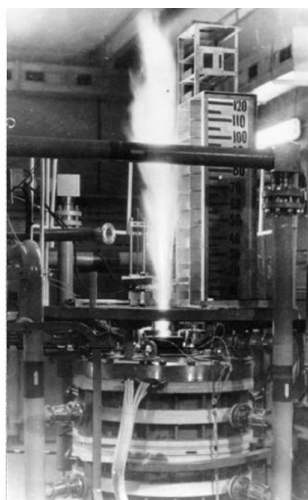
На рисунках 2, 3 представлены выводные устройства установок, предназначенных для генерации пучка в воздушной атмосфере.

Установки для генерации электронно-пучковой плазмы.

Таблица 1

ГЭПП	Энергия, кэВ	Мощность, кВт	Решаемые задачи	Литература
«Онега»	300	1000	Тепловые процессы в газовой среде	[1]
ТУР-1	50	8	Транспортировка пучка в газе	[2]
ТУР-3	200	80	Электронно-лучевая газоочистка	[3]
М-1	100	35	Поверхностное упрочнение	[4]
М-2	100	2	Плазмохимические процессы	[5]

а)



б)

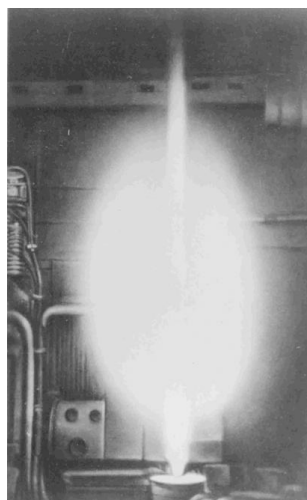


Рис.2. ГЭПП «Онега».

Релаксация пучка в воздушной атмосфере:
энергия электронов 220 кэВ, мощность 300 кВт

а) в сопровождении магнитного поля;

б) без магнитного поля



Рис. 3. Установка М-1.

Разработана для исследования
поверхностного упрочнения
материалов.

Далее рассмотрены области перспективного применения ГЭПП. Плазменное образование, формируемое пучком в среде (рисунок 4), можно условно разделить на два участка. Первый участок плазмы (прилегающий к установке) содержит преимущественно высокоэнергетический электронный поток, который может быть использован в качестве концентрированного потока энергии. С его помощью можно осуществлять такие операции, как сварка или резка толстостенных конструкций, поверхностное упрочнение материалов. Вторая часть плазмы образована слабоэнергетическими электронами с приблизительно изотропным распределением по скоростям. В ней могут быть

реализованы процессы, характерные для низкотемпературной плазмы. К ним, в частности, относится электронно-лучевая очистка.

Первый участок плазмы может быть использован для поверхностного упрочнения материалов. Глубоко проработан вопрос по созданию оборудования для упрочнения железнодорожных рельсов на базе модификации их поверхностного слоя воздействием электронного пучка с плотностью мощности до 10^8 - 10^9 Вт/м². Происходит повышение твердости поверхностного слоя толщиной 0,1 - 1 мм в 3 - 4 раза (рисунок 5). Данный эффект позволяет повысить ресурс железнодорожных рельсов в несколько раз и, как следствие, снизить расходы по их замене.



Рис. 4. Электронный пучок, выведенный в воздушную атмосферу

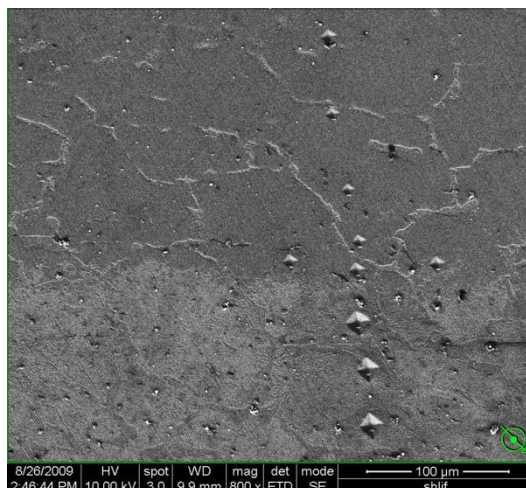


Рис. 5. Структуры исходного и упрочненного состояния со следами алмазной пирамидки микротвердомера

Предлагаемая технология способна осуществить упрочнение рельсов в составе железнодорожного полотна. Для этого необходимо разместить технологическое оборудование в связке из стандартных вагонов, адаптированных под решаемые задачи. Предлагаемый подход может быть альтернативой направлению по использованию высококачественной стали для изготовления рельсов.

Следует отметить, что поверхностное упрочнение при воздействии пучковой плазмы наблюдается для различных сортов стали (таблица 2), содержащих более 0,4% углерода.

Результаты упрочнения некоторых сортов стали.

Таблица 2

Марка стали	Исходная микротвердость, 10^7 , Па	Микротвердость упрочненного слоя, 10^7 , Па	Структура упрочненного слоя
30ХГСА	192-232	765	мартенсит
9ХС	232-286	765	мартенсит
45	192-210	765	мартенсит
20Х13	232-362	362-645	незначительное количество мартенсита, троостит, перлит
У7	210-232	925	мартенсит

Суть электронно-лучевой очистки (ЭЛО) сводится к формированию в газовой среде (воздушной атмосфере) химически-активных радикалов (N, O, OH и т.д.), которые доокисляют токсичные примеси (например, SO₂ и NO) до высших оксидов. Далее, взаимодействуя с парами воды, высшие оксиды преобразуются в соответствующие

кислоты, которые, вступая в реакции с реагентами (щелочные соединения), образуют конечный продукт – соли. Последние могут быть использованы в качестве минеральных удобрений.

Данная технология была подтверждена работой ускорителей с фольговыми окнами (технология Avco-Ebara). Однако их эксплуатация выявила ряд недостатков подобных систем:

- низкая плотность выводимого через фольгу тока (0,1 - 0,15 мА/см²),
- отсутствие радиационной защиты внутренних узлов ускорителя;
- низкий ресурс фольговых окон (быстрая потеря герметичности) при контакте с агрессивной плазмой

Альтернативой рассредоточенному фольговому выводу является концентрированный вывод электронного пучка через систему дифференциальной откачки. В этом случае электронный пучок выводится в плотный газ через набор автономно откачиваемых шлюзовых камер, разделенных диафрагмами с малыми отверстиями, предназначенными для пропускания пучка. Создание генераторов электронно-пучковой плазмы с концентрированным выводом требует применения сильных фокусирующих магнитных полей для проводки пучка по тракту и достаточно производительных систем вакуумной откачки. Однако такие преимущества этих устройств, как отсутствие ограничений на мощность и энергию частиц выводимого пучка и повышение надежности работы генератора, определяют их предпочтительность для систем ЭЛО.

Таким образом, разработан типоряд генераторов электронно-пучковой плазмы, охватывающий широкий спектр энергетических параметров. Представленные установки могут быть использованы как в качестве источников концентрированных потоков энергии (например, в задачах поверхностного упрочнения материалов), так и в качестве генераторов низкотемпературной плазмы (например, для плазмохимии, в частности, для электронно-лучевой очистки).

Литература

[1] Иевлев В.М., Коротеев А.С. Вывод в атмосферу и исследование мощных стационарных электронных пучков. // Известия АН СССР. Сер. Энергетика и транспорт. – 1981. – №3. – с. 3-13.

[2] Коротеев А.С., Белогривцев В.М., Ризаханов Р.Н., Ярцев А.М. Вывод концентрированного электронного пучка в плотную газовую среду. // Тезисы докладов VII Всесоюзного симпозиума по сильноточной электронике, Томск. Ч. 2. – 1988. – с. 263-265.

[3] Белогривцев В.М., Давыдов А.В., Ризаханов Р.Н. Ускоритель с концентрированным выводом электронного пучка для опытной установки электронно-лучевой очистки дымовых газов на Черепетской ГРЭС. // Применение электронных пучков и импульсных разрядов для очистки дымовых газов. ИВТАН. – 1991. – с. 17-21.

[4] Горшков О.А., Ильин А.А., Ловцов А.С., Ризаханов Р.Н. Устройства для вывода концентрированного электронного пучка в газ при атмосферном давлении. // Приборы и техника эксперимента. – 2002. – №2. – с. 162-163.

[5] Горшков О.А., Ильин А.А., Ловцов А.С., Ризаханов Р.Н. Установка для изучения процессов очистки промышленных газов от токсичных примесей электронными пучками. // Приборы и техника эксперимента. – 2003. – №1. – с. 123-125.

ЭНЕРГОВКЛАД И СКОРОСТЬ ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ ВОЛН ИОНИЗАЦИИ ПРИ ИЗМЕНЕНИИ ДАВЛЕНИЯ ГАЗА

А.В. Красночуб

*Объединенный институт высоких температур Российской академии наук,
Ижорская улица, 13, строение 2, Москва, 125412, Россия*

Энерговклад и скорость.

Изменение разрядных условий одинаково влияет на скорость и на энерговклад ВВИ. Рассмотрим, как изменяется их взаимное расположение для различных газовых заполнений. Общая закономерность, это то, что область существования ВВИ положительной полярности значительно больше, чем область существования ВВИ отрицательной полярности. Гораздо интереснее рассмотреть, как изменяются эти величины для различных газовых заполнений. В работе [1] указывалось, что давление, при котором достигается оптимальная скорость, совпадает с аналогичным давлением для энерговклада. Этот вывод был сделан на основе исследований работы азотного лазера накачиваемого с помощью ВВИ очень высокой амплитуды. В работе [2] указывалось, что для волны отрицательной полярности в кислороде давление, соответствующее максимальному энерговкладу, аналогичного давлению для скорости.

Результаты настоящего исследования по определению оптимального давления сведены в таблицу.

Таблица

Газ	Исследуемая величина	Диаметр трубки, мм	Полярность	Давление оптимума, торр	Отношение давлений
He	Скорость	19	+	20±2	1.3
	Энерговклад			15±1	
	Энерговклад		-	25±2	
CO	Скорость	19	+	5.1±0.3	1.7
	Энерговклад			3±0.3	
	Скорость		-	2±0.2	0.6
	Энерговклад			3±0.3	
	Скорость	10	+	7.6±0.2	1.2
	Энерговклад			6.5±0.2	
	Скорость		-	3.9±0.2	1.7
	Энерговклад			2.5±0.3	
Br ₂	Скорость	19	+	2.9±0.2	1.8
	Энерговклад			1.6±0.2	
	Скорость		-	1.0±0.1	1.0
	Энерговклад			1.1±0.1	
CCl ₄	Скорость	19	+	0.3±0.1	>2
	Энерговклад			<0.15	

Из представленных данных видно, что взаимное расположение максимумов энерговклада и скорости зависит от полярности ВВИ и от диаметра разрядной трубки. Тем не менее, прослеживаются некоторые общие закономерности.

1. Для трубок большого диаметра наблюдается, для положительной полярности, увеличение отношения оптимальных давлений при увеличении количества атомов составляющих молекулу.
2. Для отрицательной полярности ВВИ в трубке с диаметром 19 мм скорость достигает максимума при меньших давлениях, чем энерговклад.

3. Для СО, при уменьшении диаметра трубки, сохраняется взаимное расположение максимумов скорости и энерговклада, но изменяется влияние на него полярности ВВИ.

4. При уменьшении диаметра трубки максимальная скорость и энерговклад сдвигаются вправо по шкале давлений.

Таким образом, нами установлено, что максимумы энерговклада и скорости достигаются при существенно разных давлениях, что отличается от предположения о их совпадении, выдвинутого в [1]. Расстояние между максимумами определяется родом газа. Также нами установлено, что обобщение о взаимном расположении максимумов скорости и энерговклада, сделанное в [2], на основе приведенных там результатов также не верно. Как показано в данной работе максимум, скорости достигается при меньшем давлении, чем максимум энерговклада только для трубок с большим диаметром и для ВВИ отрицательной полярности.

И еще один, важный для практики, вывод. При создании импульсных лазеров, например, эксимерных или на самоограниченных переходах, необходимо за короткие времена вложить много энергии в разрядный промежуток и за те же времена однородно возбудить плазму в разрядной трубке. Другими словами, для успешного применения ВВИ необходимо добиться, чтобы максимальный энерговклад и максимальная скорость достигались при одинаковом давлении.

Оптимизация энерговклада.

Как следует из результатов, при возбуждении импульсно-периодического разряда в виде ВВИ можно добиться практически 100% вклада энергии в разрядный промежуток. В работе [3] было высказано предположение о возможности увеличения вклада энергии при уменьшении волнового сопротивления разрядной ячейки. Это предположение основывалось на требовании минимизации отражения при распространении ВВИ по разрядному промежутку. Предложенная модель основывалась на динамике распространения электромагнитного импульса в волноводе, рассматривались отражения волны от фронта и от границы плазма-электрод. Процессами затухания волны ионизации пренебрегалось. Было показано, что для увеличения доли энерговклада требуется уменьшить волновое сопротивление.

$$Z_{р\dot{я}} = Z_0 \cdot \beta, \quad (1)$$

где $\beta=v/c$, c - скорость электромагнитного сигнала в среде.

С другой стороны там же показано, что предельная концентрация электронов, нарабатываемая за фронтом ВВИ, пропорциональна следующему соотношению.

$$n_e \sim \frac{1-\beta}{1+\beta} \quad (2)$$

Исходя из этого соотношения для увеличения концентрации электронов необходимо замедление волны ионизации. При замедлении волны ионизации, осуществленном в настоящей работе, оценка оптимального импеданса за фронтом волны ионизации дает неоправданно заниженные (~ 2 Ом) значения. Для устранения возникших противоречий, для случая волны ионизации в замедляющей линии, рассмотрим другую модель распространения волны ионизации. Допустим, что волна распространяется с постоянной скоростью v , модель самоудлиняющегося электрода, и предположим, что амплитуда волны затухает по экспоненциальному закону с коэффициентом затухания α .

Энергию, вложенную в разрядный промежуток при распространении волны, ионизации можно разделить на три составных части, 1 – энергия, запасенная при зарядке погонной емкости разрядной ячейки, 2 – энергия, выделившаяся при протекании тока по плазменному столбу, 3 – энергия, выделившаяся во фронте волны ионизации.

Энергию, идущую на зарядку конденсатора можно представить в следующем виде.

$$W_1 = \int_0^l \frac{c \cdot U_0^2}{2} \cdot \exp(-2 \cdot \alpha \cdot x) dx, \quad (3)$$

$$\text{где } c = \frac{2 \cdot \pi \cdot \varepsilon_0 \cdot (60 \cdot Om)}{Z_{PЯ}} \cdot \sqrt{\varepsilon_{PЯ}} = \frac{2 \cdot \pi \cdot \varepsilon_0 \cdot (60 \cdot Om)^2}{Z_{PЯ}^2} \cdot \ln\left(\frac{D}{d}\right) \quad (4)$$

погонная емкость разрядной ячейки в предположении металлической проводимости плазмы, D - радиус металлического экрана, d - радиус разрядной трубки, a - коэффициент затухания амплитуды волны ионизации. Для определения энергии, выделившейся при прохождении тока по плазме, рассмотрим смещение волны на расстояние dx . При этом выделится мощность.

$$P(x) = \int_0^x c \cdot v \cdot U(y) \cdot \frac{d}{dy}(U(y)) dy, \quad (5)$$

энергия, выделившаяся при прохождении ВВИ расстояния l , определяется выражением

$$W_2 = \int_0^l \left(\int_0^x c \cdot v \cdot U(y) \cdot \frac{d}{dy}(U(y)) dy \right) \cdot \frac{dx}{v}, \quad (6)$$

Третье слагаемое, ответственное за энерговклад во фронте волны ионизации, согласно [3] равен

$$W_3 = 2 \cdot \frac{\beta}{1 + \beta} \cdot W_0, \quad (7)$$

где W_0 энергия падающего импульса.

Как видно из приведенных формул две первые составляющие энерговклада выражаются через коэффициент затухания ВВИ и некий множитель одинаковый для обоих составляющих. При суммировании множители, зависящие от коэффициента затухания, дадут значение от 1 до 2, не зависимо от величины коэффициента затухания. Этот множитель зависит от параметров импульса и погонной емкости разрядной ячейки, которая в свою очередь определяется следующим соотношением

$$c = \frac{2 \cdot \pi \cdot \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_{эфф}}{\ln\left(\frac{D}{d}\right)}, \quad (8)$$

где d_1 – внешний диаметр разрядной трубки.

В наших экспериментах импеданс разрядной ячейки мы изменяли, меняя заполнение ячейки, (воздух или вода), и изменяя диаметр экрана и разрядной трубки. Таким образом, максимальное значение доли энерговклада должно спадать пропорционально квадрату волнового сопротивления в случае изменения эффективной диэлектрической проницаемости и обратно пропорционально волновому сопротивлению в случае изменения геометрии разрядного устройства. Результаты экспериментального исследования зависимости доли вложенной энергии от волнового сопротивления в обоих случаях представлены на рисунке.

Как следует из (8) для того чтобы параметры разрядной трубки не влияли на эффективную диэлектрическую проницаемость для заполнения разрядной ячейки был выбран воздух. Величину волнового сопротивления в данном случае изменяли, меняя диаметр экрана.

Из рисунка следует, что оптимальное волновое сопротивление лежит в диапазоне 10÷18.6 Ом и доля энергии определенная по отсечению оси ОУ может быть приписана диссипируемой во фронте ВВИ энергии. Эта энергия составляет 17±4% для разрядной ячейки, используемой в экспериментах с водяным заполнением, и 42±7% для случая воздушного заполнения специально изготовленного набора разрядных ячеек.

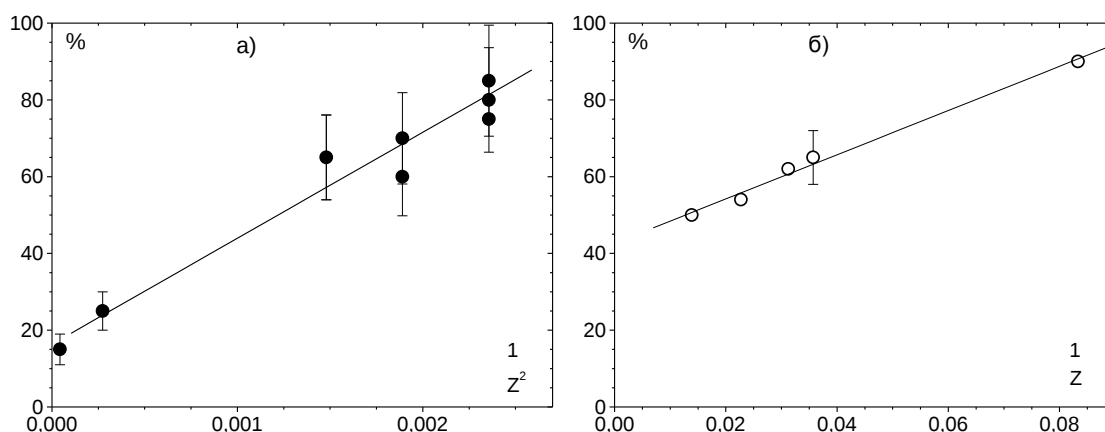


Рис. Зависимость доли вложенной за первый импульс энергии от волнового сопротивления разрядной ячейки. Положительная полярность. а- в случае изменения эффективной диэлектрической проницаемости и постоянстве конструкции, б- в случае изменения диаметра внешнего экрана и постоянстве эффективной диэлектрической проницаемости

Литература

- [1]. Василяк Л.М., Костюченко С.И., Кудрявцев Н.Н., Филюгин И.В. Высокоскоростные волны ионизации при электрическом пробое.// УФН. 1994. Т.164. N 3. С. 263-286
- [2]. Аникин Н.Б., Стариковская С.М., Стариковский А.Ю. Динамика заряда и продольной компоненты электрического поля в высокоскоростной волне ионизации. // Физика плазмы. 1998, Т.24, №1, С.9-25
- [3]. Амиров Р.Х., Асиновский Э.И., Марковец В.В., Панфилов А.Н., Самойлов И.С., Волновой пробой в распределенных системах // Низкотемпературная плазма. Том 9. Диагностика низкотемпературной плазмы. Новосибирск. Наука. 1994. С. 373-418

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЕТВЛЕНИЯ СТРИМЕРОВ РАЗЛИЧНОЙ ПОЛЯРНОСТИ

А.В. Красночуб, М.М.Нуднова*

Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

**Московский Физико-Технический Институт (ГУ), Долгопрудный, Россия*

akrasnochub@gmail.com

Распространения стримера и образования искрового канала для небольших промежутков (1÷10 см) детально изучено за почти вековую историю исследований посвященных этому вопросу. Однако, до сих пор остается нерешенным вопрос о причине и механизмах ветвления одиночного стримера. Ветвление катодонаправленного стримера обнаружено Рётером еще в 1939 году [1] в экспериментах с использованием камеры Вильсона. В работах [2-4], было показано, что длина ветвления зависит от внешних условий, но экспериментальные трудности не позволили получить количественные данные. В ряде теоретических работ [5-7], ветвление стримера исследуется в численном эксперименте в двумерной осесимметричной постановке. Однако, отсутствие сравнения с экспериментальными значениями по длине ветвления, не дает возможности валидации этих численных моделей. В настоящей работе представлены экспериментальные результаты

исследования ветвления как анодонаправленного, так и катодонаправленного стримера в широком диапазоне давлений и напряжений.

Экспериментальная установка

Исследования ветвления стримера проводились в вакуумируемой разрядной секции кубической формы с ребром 220 мм, в геометрии плоскость-плоскость с межэлектродным расстоянием 30 мм. Электроды выполнены в форме дисков: высоковольтный диаметром 80 мм, низковольтный – 100 мм. Для инициирования стримера по центру заземленного электрода установлена игла диаметром 0.8 мм, высотой 8 мм. Эксперименты проводились в смеси $N_2:O_2(4:1)$ спектральной чистоты при различных давлениях в диапазоне 350÷1100 торр. Вакуумная система обеспечивала предельный вакуум в разрядной секции 10^{-1} торр.

Импульсы как положительной, так и отрицательной полярности с амплитудой 12÷25 кВ, фронтом нарастания 5 нс и длительностью на полувысоте 20 нс формируемые ГИН-7 подавались по кабельной линии РК-50-11 на высоковольтный электрод с частотой 30 Гц. С учётом удвоения напряжения на разрядном промежутке мы получали амплитуду импульса 24÷50 кВ.

Пространственно-временные характеристики стримерной вспышки регистрировались при помощи высокоскоростной камеры PicoStar HR12 фирмы LaVision со спектральным диапазоном чувствительности 200÷800 нм. Снимки вспышки были получены в двух режимах: интегральном, - где время выдержки равнялось продолжительности высоковольтного импульса, и в стробоскопическом – на усилитель камеры подавался задающий сигнал с периодом 2.7 нс, при этом выдержка составляла 300 ± 30 пс.

Результаты и обсуждение

При исследовании катодонаправленного стримера для каждой точки по давлению и напряжению получали от 10 до 30 фотографий в зависимости от количества ветвлений. Чтобы количественно описать процесс ветвления от давления и напряжения, введен параметр длины ветвления. Длина ветвления - это длина стримера, на которой одиночный канал ветвится на два. Длину ветвления в эксперименте определяли двумя способами: 1) как отношение количества веток к пройденной стримером длине, 2) измеряли непосредственно по фотографиям. Исследуя зависимость длины ветвления для катодонаправленного стримера от напряжения для давления 600, 740, 1000 торр. получили, что длина ветвления экспоненциально нарастает с ростом напряжения.

Зависимость длины ветвления от напряжения можно представить следующей формулой:

$$\ln \lambda = A + \frac{U}{U_0} \quad (1)$$

где λ - длина ветвления, U - напряжение на промежутке, $A, \frac{1}{U_0}$ - константы, характерные для

каждого давления. Оказалось, что коэффициент $\frac{1}{U_0}$, определяющий зависимость «скорость роста» длины ветвления от напряжения, линейно зависит от давления в диапазоне 600÷1100 торр (рис. 1). Полученная эмпирическая зависимость дает возможность предсказывать длину ветвления в этом диапазоне давлений. Возникает вопрос, насколько велика область такой линейной зависимости? Если допустить, что такая зависимость сохранится во всём диапазоне давлений, то, экстраполируя эту зависимость к осям, мы получаем две асимптотики. Асимптотика при низких давлениях позволяет попытаться использовать для сравнения с длиной ветвления в атмосферных разрядах, так называемые спрайтов и эльфов, развивающихся при давлениях от 250 до долей торр на протяжении 10÷50 км. При малом давлении асимптотика дает $\ln \lambda(p \rightarrow 0) \approx 0.35 \times U[kB] \times const$. Это равенство показывает, что в пределе малых давлений длина ветвления увеличивается на порядок при увеличении напряжения на 3 кВ. Следует подчеркнуть, что возможность линейной экстраполяции в область низких давлений (рис. 1) требует уточнения

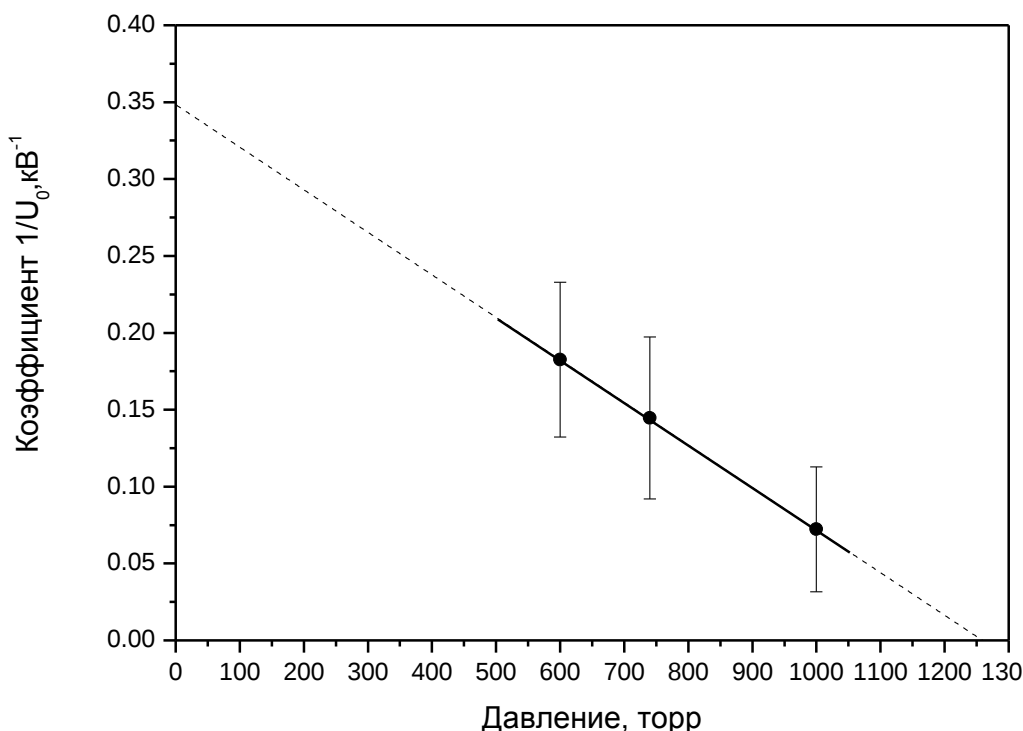


Рис. 1 Зависимость «скорости роста» длины ветвления от давления.

С другой стороны, если продолжить прямую в область высоких давлений, то после пересечения оси абсцисс, коэффициент $\frac{1}{U_0}$ становится отрицательным. Это означает, что с увеличением напряжения длина ветвления будет уменьшаться, т. е. изменится механизм ветвления. Мы полагаем, что при приближении к этой точке, ход зависимости изменится: показатель экспоненты будет стремиться к нулю. Возможно, при высоких давлениях процесс ветвления будет слабо зависеть от давления и напряжения.

Исследуя зависимость длины ветвления от напряжения, обнаружено, что все прямые на рис. 1 пересекаются друг с другом приблизительно в одной точке, в которой напряжение соответствует ≈ 20 кВ, длина ветвления ≈ 1 мм. Напряжение 20 кВ для нашего межэлектродного промежутка (30 мм) соответствует среднему электрическому полю ≈ 6.5 кВ/см. Среднее поле в канале катодонаправленного стримера составляет 5 кВ/см [6]. Также в работе приведено электрическое поле в канале стримера - 5 кВ/см и показано, что оно практически не меняется с изменением давления. Таким образом, напряженность электрического поля ≈ 6.5 кВ/см является критическим для существования стримера для данного разрядного промежутка, и при меньшем поле стример не будет существовать. Возможно, длина ветвления 1 мм является критической, потому что становится сравнимой с радиусом стримерного канала.

При давлении 600 и 740 торр и напряжении до 36 и 48 кВ и при пониженном давлении, 300 - 450 торр, и напряжении выше 30 кВ, мы наблюдали, развитие только одиночного канала от анода к катоду. Отсюда можно утверждать, что длина ветвления для этих условий превышает 22 мм.

При исследовании анодонаправленного стримера, в диапазоне напряжений 24÷48 кВ с шагом 6 кВ и для давления 350, 450, 600, 740 торр было сделано не менее 100 снимков на каждую точку. При этом наблюдали либо одиночный стример, либо одновременный старт нескольких стримеров с катода и дальнейшее развитие одиночного канала (рис 2а).

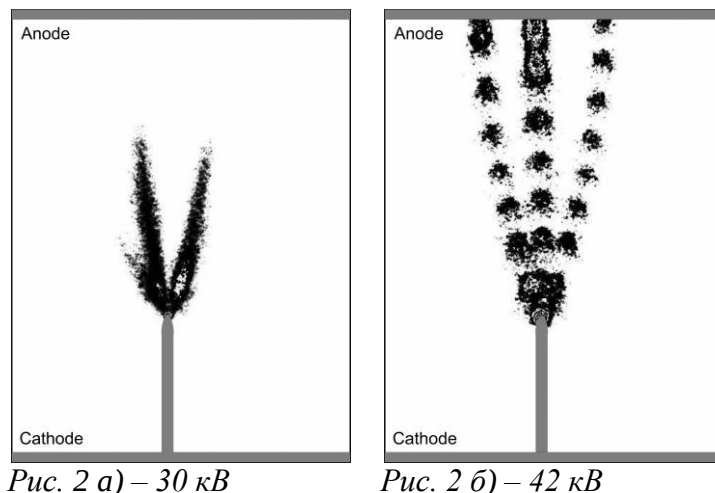


Рис. 2 а) – 30 кВ

Рис. 2 б) – 42 кВ

В единичных случаях (1-2 из всего массива данных) было получено перекрытие нескольких стримеров, таким образом, что невозможно однозначно определить: это ветвление или одновременный старт нескольких стримеров. Для уточнения этих данных при тех же условиях были получены снимки в стробоскопическом режиме работы высокоскоростной камеры (рис 3б). В этом случае мы регистрируем излучение головки стримера через каждые 2.7 нс. Ветвление анодонаправленного стримера не было обнаружено. Таким образом, из полученных экспериментальных данных можно утверждать, что в указанном диапазоне давлений и напряжений длина ветвления анодонаправленного стримера больше 22 мм.

Ветвление анодонаправленного стримера изучалось в работе [3] в 13 см промежутке и напряжении 100 кВ. Авторы получили, что в чистом азоте длина ветвления в случае анодонаправленного стримера выше, чем в случае катодонаправленного и добавление в азот 1% кислорода, приводит к резкому увеличению длины ветвления.

В работе [5] был предложен механизм ветвления анодонаправленного стримера на основе неустойчивости поверхности локально плоского фронта стримера и была получена критическая длина ветвления:

$$L_{scr} = (2)^{1/2} \pi (d \ln(\alpha(E)) / d \ln E)^{-1} (1/\alpha(E)) \quad (2)$$

где $\alpha(E)$ ионизационный коэффициент Таусенда, E – электрическое поле. Индекс «-» означает, что величины рассматриваются за фронтом волны ионизации. Типичная длина ветвления для анодонаправленного стримера при атмосфере, по оценкам автора, лежит в диапазоне 0.1÷1 см. Электрическое поле в головке стримера спадает от максимума достигающегося на головке стримера к значению поля в канале, при этом его значение меняется минимум на порядок величины. К сожалению, в [5] не указан критерий выбора расстояния от фронта волны ионизации, на котором следует брать значение электрического поля. Разброс значений длины ветвления получаемых по критерию (2) в зависимости от того, в какой точке брать поле, настолько велик, что делает практически не возможным сравнение с экспериментом. Вопрос критерия и механизма ветвления можно считать открытым до тех пор, пока результаты теоретических моделей ветвления не будут согласованы с экспериментальными данными.

Таким образом, в ходе детального исследования стримерной вспышки обеих полярностей в широком диапазоне давлений и напряжений показано, что механизм ветвления различается для стримеров различной полярности. В исследованном диапазоне давлений и напряжений не обнаружено ветвление анодонаправленного стримера, таким образом, длина ветвления не менее 22 мм. Для катодонаправленного стримера в диапазоне давлений 350÷1100 торр наблюдается ветвление, причем длина ветвления как минимум на порядок величины меньше длины ветвления анодонаправленного стримера и экспоненциально нарастает с ростом напряжения. Показано, что зависимость

экспоненциального множителя в диапазоне 600÷1100 торр линейно зависит от давления, что дает возможность предсказывать длину ветвления внутри этого диапазона ветвлений.

Литература

- [1]. Raether H., Zs. Phys., 112, 464 (1939)
- [2]. E.M. van Veldhuizen, P.C.M. Kemps, W.R. Rutgers “Streamer Branching in a Shot Gap: The Influence of the Power Supply” IEEE Transactions of Plasma Science vol.30, No. 1, February 2002
- [3]. Won J.Yi. & P.F. Williams, J. Phys.D: Appl. Phys. 35(2002) 205-218
- [4]. S. Pancheshnyi, M. Nudnova, and A. Starikovskii “Development of a cathode-directed streamer discharge in air at different pressures: Experiment and comparison with direct numerical simulation”. Physical Review E, 2014. 71, 016407 2005
- [5]. О. А. Синкевич “Ветвление анодоуправленного стримера” Теплофизика высоких температур, 2003, т. 41, № 5, с. 796-705
- [6] Э.М.Базелян, Ю.П.Райзер, Искровой разряд // Издательство МФТИ, 1997

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТОВ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПЛАЗМЕННО-ПУЧКОВОГО РАЗРЯДА С ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИМИ СТЕНКАМИ РАЗРЯДНОЙ КАМЕРЫ

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

Дагестанский государственный университет, Махачкала, Россия, e-mail: nashurb@mail.ru

Одной из важных особенностей высоковольтных наносекундных разрядов, развивающихся в перенапряженных газовых промежутках, является формирование высокоэнергетических электронов, которые существенным образом влияют на динамику развития и структуру разряда [1-3]. Свойства таких плазменно-пучковых разрядов (ППР) во многом определяются условиями на стадии формирования разряда, геометрией электродов и процессами на стенке разрядной камеры. В связи с этим интерес представляют наносекундные разряды с полым катодом, где практически все прикладываемое к разрядному промежутку напряжение сосредоточено в узком катодном слое между заполняющей катодную полость разряда плазмой и катодной поверхностью. Такое перераспределение поля в разряде с полым катодом позволяет получать пучки высокоэнергетических электронов при гораздо меньших значениях прикладываемого напряжения. Влияние начальных условий и геометрии поверхности катода на свойства ППР с полым катодом исследовано в [4,5].

Целью данной работы является экспериментальное исследование влияния диэлектрической границы, ограничивающей область разряда на характеристики наносекундного ППР с полым катодом, а также изменения диэлектрических свойств материала стенки при взаимодействии с ППР.

Для постановки экспериментов была использована автоматизированная экспериментальная установка, подробно описанная в [6]. Установка состоит из генератора высоковольтных наносекундных импульсов напряжения (ГИН), разрядной камеры, системы откачки и контроля давления газа, систем регистрации электрических и оптических характеристик разряда с выводом всех результатов измерений на персональный компьютер. ГИН, собранный по схеме Блюмляйна, вырабатывает импульсы напряжения с передним фронтом 10 - 15 ns с регулируемой амплитудой до 10 kV и частотой повторения до 100 Gz.

Разрядная камера представляет собой кварцевую трубку диаметром 5 см и длиной 20 см, в которую помещена электродная система из двух алюминиевых электродов, расположенных на расстоянии 0.6 см друг от друга (рис. 1(а)). Катод представляет собой

цилиндрический стержень длиной 5 см и диаметром 1.2 см, вдоль которого прорезана прямоугольная полость шириной 0.2 см, глубиной 0.6 см. Анод представляет собой плоскую пластину длиной 5 см, шириной 2 см и толщиной 0.5 см. Для ограничения области разряда использовались плоские пластины из полированного стеклотекстолита. Ограничители устанавливались вдоль электродов на расстоянии 2 мм (ширина прямоугольной полости в катоде) друг от друга (рис. 1(а)). Конструкция разрядной камеры позволяла наблюдать структуру разряда и регистрировать пространственное распределение оптического излучения в разрядном промежутке и в полости катода.

Для исследования электрических характеристик поперечного наносекундного разряда с полым катодом использовался метод осциллографирования напряжения горения и разрядного тока с наносекундным временным разрешением. Для измерения тока разряда последовательно разрядному промежутку включался распределенный шунт из малоиндуктивных сопротивлений величиной 0.1 Ω . Напряжение на разрядном промежутке измерялось омическим делителем, собранным из малоиндуктивных сопротивлений с соответствующей коррекцией в области высоких частот. В качестве регистрирующих приборов использовались двухканальный аналогово-цифровой преобразователь (ЦЗО АСК-3151), подключенный к персональному компьютеру, и осциллограф Tektronix TDS 3032B. Для исследования диэлектрических свойств материала ограничителя до и после воздействия ППР использовался высокочастотный измеритель параметров RLC-компонентов типа WK6500P, который позволяет исследовать RLC-компоненты материалов и полупроводниковых устройств в широком диапазоне частот (от 20 Gz до 15 MGz с шагом 0.1 mGz) с уровнем испытательного сигнала от 10 mV до 5 V. При этом базовая погрешность измерений составляет 0.05%.



Рис. 1. Схема ограничения разряда (а) и исследования диэлектрических свойств образца ограничителя (б)

Исследовались неограниченный разряд с возможностью свободного расширения в двух направлениях и ограниченный разряд, когда область разряда занимает (включая полость катода) ограниченный объем шириной 1.2 см, высотой 0.2 см и длиной 5 см (рис. 1(а)). Экспериментальные исследования показали, что осциллограммы разрядного тока и напряжения горения для неограниченного и ограниченного разряда, полученные при одинаковых значениях прикладываемого к электродам напряжения (U_0) и давлении рабочего газа существенно отличаются по форме, величине и длительности. На рис. 2 в качестве примера приведены осциллограммы напряжения горения (U) и разрядного тока (I) в неоне при $p = 15$ Torr и $U_0 = 1.5$ kV. Из рисунка видно, что амплитудное значение импульса U для ограниченного разряда в неоне на 30% выше, а ширина импульса на полувысоте в 2.5 раз меньше чем для неограниченного разряда. Импульс тока при ограничении разряда меняется еще сильнее, амплитуда увеличивается почти в девять раз, а ширина на полувысоте уменьшается более трех раз. Скорость нарастания тока при ограничении разряда достигает величины 10^{10} A/s.

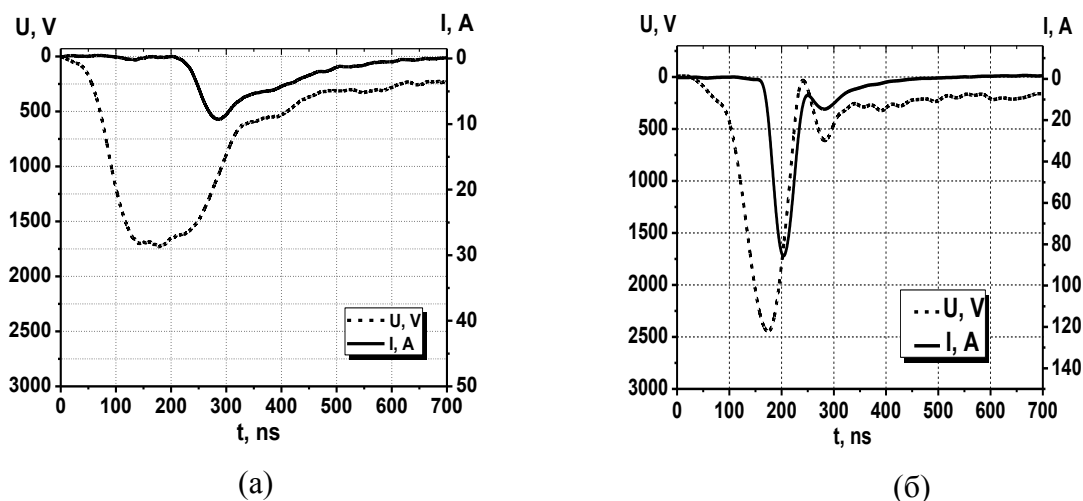


Рис. 2. Осциллограммы напряжения горения и разрядного тока неограниченного (а) и ограниченного (б) разряда в неоне при $p = 15 \text{ Torr}$ и $U_0 = 1.5 \text{ kV}$ (напряжение подаваемое с блока питания)

Столь существенное изменение электрических характеристик разряда связано, в том числе и с поверхностными явлениями на границе плазма-диэлектрик. Для установления этой связи были исследованы диэлектрические свойства материала стенки ограничивающий разряд, в зависимости от времени и степени взаимодействия с плазменно-пучковым разрядом. Для изучения диэлектрических свойств, исследуемые диэлектрические образцы из материала ограничителя области разряда помещались между двумя обкладками плоского конденсатора в качестве диэлектрика (рис. 1(б)). Обкладки конденсатора, изготовленные из медных пластинок, подключались к цифровому измерителю (WK6500P) электрической емкости и $\text{tg}\delta$ -диэлектрических потерь. Измерения проводились, как на фиксированной частоте, так и при сканировании этой частоты в широком диапазоне. В работе измерялись емкости конденсатора C и $\text{tg}\delta$ – диэлектрических потерь до и после взаимодействия с наносекундным ППР.

На рис.3 приведены зависимости $\text{tg}\delta$ и ϵ (диэлектрической проницаемости) от времени после взаимодействия с ППР. Графики получены усреднением результатов измерений по десяти образцам из стеклотекстолита после их длительного взаимодействия с ППР в неоне при $U_0 = 1.5 \text{ kV}$ и $p = 15 \text{ Torr}$.

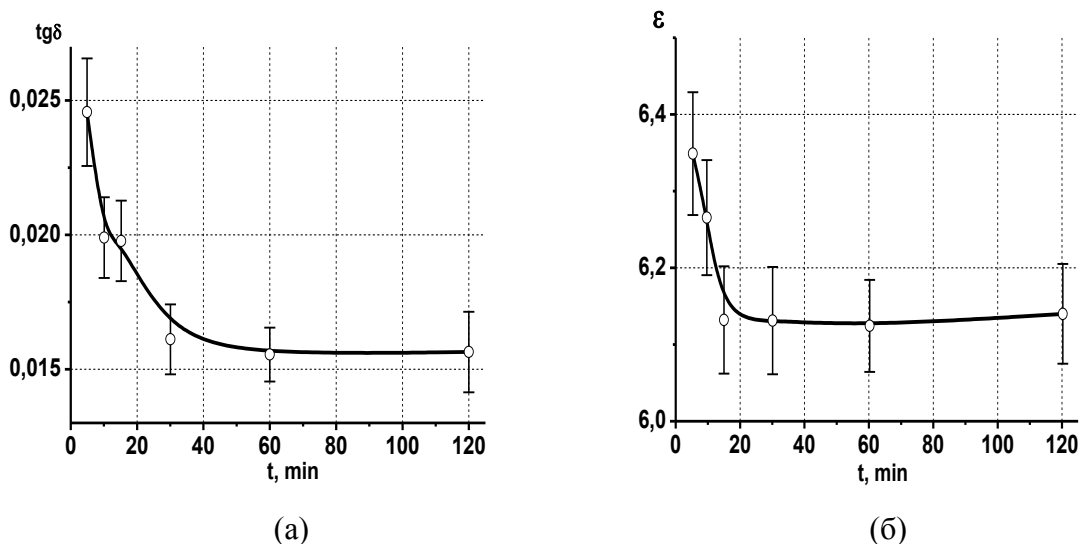


Рис. 3. Зависимости тангенса угла диэлектрических потерь (а) и диэлектрической

проницаемости (б) стеклотекстолита от времени после взаимодействия с ППР при частоте измерения 100 Гц.

Из рис. 3 (а) видно, что значение $\text{tg}\delta$ в течение часа после воздействия ППР уменьшается примерно на 40% и в дальнейшем выходит на стационарное значение. А значение ε незначительно уменьшается первые 20 минут и в дальнейшем также выходит на постоянное значение (рис. 3 (а)). Полученные результаты показывают, что под воздействием ППР значения $\text{tg}\delta$ и ε растут, причем значение $\text{tg}\delta$ увеличивается сильнее, а после прекращения воздействия разряда релаксационные процессы в диэлектрике длятся несколько десятков минут.

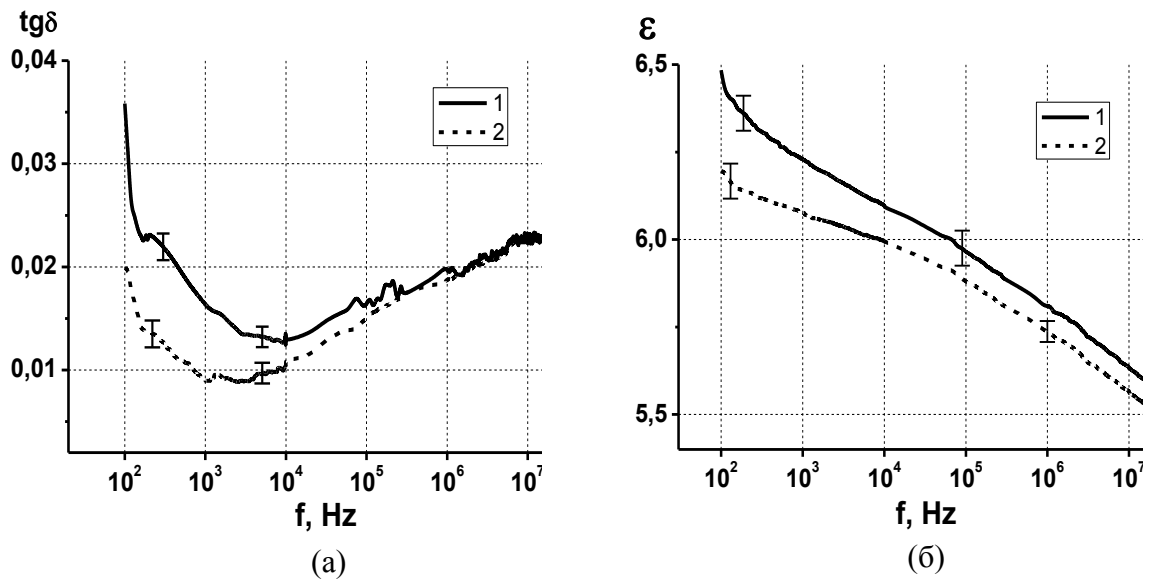


Рис.4. Частотные зависимости тангенса угла диэлектрических потерь (а) и диэлектрической проницаемости (б) стеклотекстолита до (1) и после (2) взаимодействия с ППР

Частотные зависимости $\text{tg}\delta$ и ε для ограничителя из стеклотекстолита до и после воздействия ППР приведены на рис. 4. Графики также были получены усреднением результатов измерений по десяти образцам. Вторая серия измерений значений $\text{tg}\delta$ и ε была сделана через неделю после взаимодействия диэлектрической пластинки с ППР. Результаты исследований (рис.4 (а) и (б)) показывают, что после взаимодействия с разрядом в диэлектрике из стеклотекстолита происходят необратимые изменения диэлектрических свойств, которые приводят к уменьшению значений $\text{tg}\delta$ и ε . Необратимые изменения диэлектрических свойств сильнее проявляются при измерениях в области низких частот (рис.4).

При взаимодействии диэлектрической стенки ограничителя с плазмой или пучком заряженных частиц происходит захват материалом диэлектрика некоторого количества заряда. Знак образовавшегося заряда совпадает со знаком заряда частиц бомбардирующих поверхность. Величина захваченного заряда зависит от плотности и энергии потока заряженных частиц, падающих на поверхность, и длительности импульсного разряда. Для определения плотности поверхностного заряда в области низких частот можно использовать соотношение [7]:

$$\sigma \approx \omega \varepsilon_0 \varepsilon \cdot \text{tg}\delta,$$

связывающее произведение $\omega \text{tg}\delta$ с его проводимостью.

Оценки плотности захваченного заряда по формуле

$$n \approx \frac{\omega \varepsilon \varepsilon_0 t g \delta}{e \mu}$$

где

$$\mu \approx 10^{-6} \frac{m^2}{V \cdot c}$$

подвижность электронов в стеклотекстолите по измеренным значениям $tg\delta$ и ε позволяют построить кривую релаксация плотности захваченных материалом зарядов после прекращения взаимодействия с ППР при определенной частоте (рис.5). Оценки показывают, что плотность заряда захваченного материалом диэлектрика в разряде достигает 10^9 см^{-3} . После прекращения взаимодействия с ППР происходит релаксация плотности поверхностного заряда и этот процесс длится довольно долго (рис.5).

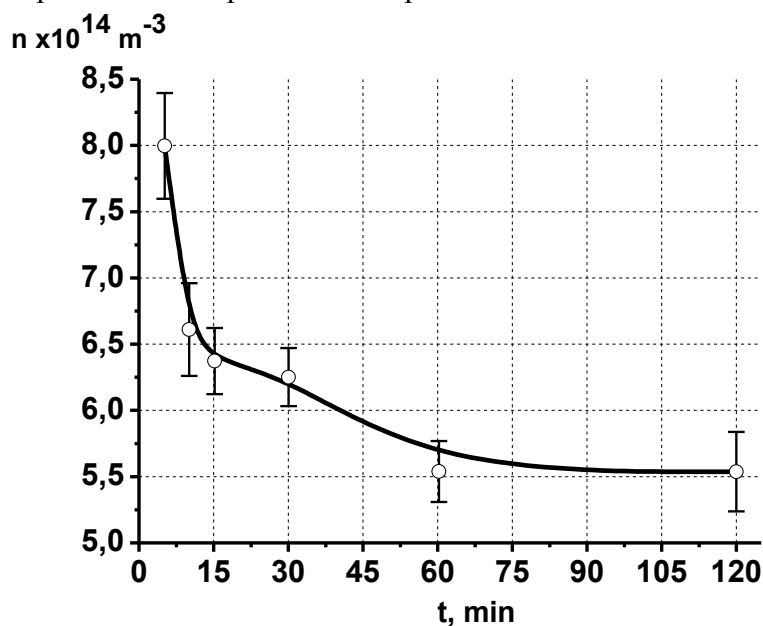


Рис.5. Релаксация плотности захваченных материалом зарядов после прекращения взаимодействия с ППР при частоте 100 Гц.

Столь существенное изменение электрических характеристик при ограничении разряда объясняется следующими обстоятельствами. При ограничении разряда диэлектрическими стенками возрастает затрудненность пробоя и проникновения электрического поля в полость катода. Часть силовых линий электрического поля замыкается на отрицательно заряженные поверхности ограничителя и для проникновения в полость катода требуются более высокие значения напряженности поля, что приводит к увеличению значений напряжения горения. При одинаковых значениях U_0 в ограниченном разряде плотность плазмы между электродами за счет более эффективной ионизации атомов эмитированными с поверхности ограничителей осажденными электронами и свободными электронами, запертыми в разрядном промежутке намного выше. Эта плотная плазма при достижении соответствующего значения поля быстро проникает в полость катода, что приводит к более быстрому росту и более высоким значениям разрядного тока, чем в неограниченном разряде (рис.2). Ограничение разряда позволяет увеличить скорость нарастания тока до $5 \cdot 10^{10}$ А/с и величину импульса тока более, чем на порядок.

Для полимерных материалов, к которым относится стеклотекстолит, ε определяется электронной, ионной и дипольной ориентационной поляризациями. Соответственно диэлектрическая проницаемость может быть записана в виде [8]

$$\varepsilon = n^2 + \Delta\varepsilon_{\text{ион}} + \Delta\varepsilon_{\text{дип}}$$

Любые изменения в структуре полимера, приводят к изменению ε . В частности, при воздействии ППР растет плотность заряда захваченного материалом диэлектрика, что приводит к повышению поляризуемости диэлектрика и увеличению диэлектрической проницаемости стеклотекстолита после взаимодействия с ППР. Увеличение значения $\text{tg}\delta$ объясняется увеличением рассеяния энергии в диэлектрике находящемся в электрическом поле. Необратимые изменения диэлектрических свойств стеклотекстолита после воздействия ППР скорее связаны с возможными изменениями плотности или структуры поверхности (разрыв некоторых связей) диэлектрика.

Следовательно, исследование эффектов взаимодействия наносекундного плазменно-пучкового разряда с диэлектрической стенкой, ограничивающей разряд показало, что изменение электрических характеристик при ограничении разряда связано с изменением распределения электрического поля и ее усилением, что приводит к усилению ионизации в промежутке. В процессе взаимодействия с ППР $\text{tg}\delta$ -диэлектрических потерь сильно растет, а после прекращения воздействия разряда релаксационные процессы длятся несколько десятков минут. После воздействия ППР в диэлектрике из стеклотекстолита происходят необратимые изменения диэлектрических свойств.

Работа выполнена при финансовой поддержке проектной части госзадания Минобрнауки России в научной деятельности, проект 3.1262.2014К и базовой части по заданию № 2014/33, проект № 2644.

Литература

1. Тарасенко В.Ф., Бакшт Е.Х., Бураченко А.Г. и др. Эффективные режимы генерации пучков убегающих электронов в гелии, водороде и азоте // Письма в ЖТФ. – 2010. – Т. 36. Вып. 8. – С. 60–67.
2. Naidis G V and Walsh J L The effects of an external electric field on the dynamics of cold plasma jets-experimental and computational studies // J. Phys. D: Appl. Phys. 46 (2013) 095203 (13pp)
3. Babich L. P., Bochkov E. I., and Kutsyk I. M. Mechanism of Generation of Runaway Electrons in a Lightning Leader // JETP Letters, 2014, Vol. 99, No. 7, pp. 386–390.
4. Ашурбеков Н.А., Иминов К.О., Кобзев О.В., Кобзева В.С. Исследование влияния профиля поверхности катода на электрокинетические и оптические характеристики высоковольтного наносекундного разряда // Вестник ДГУ. Естественные науки. 2011. Вып. 1. С. 5 – 13.
5. Ashurbekov N.A., Iminov K.O., Ramazanov A.R., Shakhshinov G.S. Dynamics of the formation of pulsed transverse nanosecond discharge with prolate slot-cathode // Technical Physics Letters. 2014. T. 40. № 8. С. 665-668.
6. Ashurbekov N.A., Iminov K.O., Kobzev O.V., Kobzeva V.S. Generation of high-energy electrons in a transverse slot-cathode nanosecond discharge at working gas medium pressures // Technical Physics. The Russian Journal of Applied Physics. 2010. T. 55. № 8. С. 1138-1144.
7. Электрические свойства полимеров. – под редакцией Б.И. Сажина, Л., «Химия», 1986г., 224с.
8. Сесслер Г. Электреты. М.: Мир, 1983. 486 с.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ НЕЛИНЕЙНОГО РЕЗОНАНСНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ПЛОТНОЙ ПЛАЗМОЙ НАНОСЕКУНДНЫХ ГАЗОВЫХ РАЗРЯДОВ В НЕОНЕ

Ашурбеков Н.А., Абдурагимов Э.И., Шахсинов Г.Ш.,
Раджабова Ф.М., Экперова Н.С.

Дагестанский государственный университет, г. Махачкала

В недавно опубликованных работах [1,2] впервые экспериментально обнаружено, что вблизи узких спектральных линий поглощения нестационарные оптические спектры пропускания неоднородной плазмы наносекундных разрядов в неоне приобретают вид дисперсионной кривой (рис.1). Детальные исследования показали, что при распространении широкополосного лазерного излучения в однородном плазменном столбе вдоль оси разрядной трубки формируется спектр пропускания классического типа (рис.1 (2)), в то время как при распространении лазерного излучения под углом к оси разрядной трубки (в неоднородном плазменном столбе) на крыле спектральной линии происходит усиление света и спектральный контур приобретает дисперсионный вид (рис.1 (3)).

Следует отметить, что сам факт формирования спектров пропускания дисперсионного вида исследован и ранее при внутриврезонаторном резонансном взаимодействии двух лазерных пучков с плазмой стационарного разряда в неоне [3,4]. В отличие от упомянутых работ в исследованиях [1,2] обнаружен эффект формирования спектра пропускания дисперсионного вида при внерезонаторном распространении одного лазерного пучка через плазменную среду.

При резонансном взаимодействии с плотной поглощающей средой лазерного излучения наносекундной длительности могут проявиться принципиально новые лазерно-индуцированные эффекты, обусловленные как нелинейными свойствами, так и коллективными эффектами с участием метастабильных состояний атомов, в данном случае метастабильных атомов неона.

Одним из возможных механизмов формирования спектров пропускания дисперсионного вида являются нелинейные механизмы взаимодействия оптического излучения с плазмой в области аномальной дисперсии. Теоретически влияние нестационарных когерентных эффектов и резонансное самовоздействие на характеристики лазерного пучка можно исследовать на основе анализа системы уравнений Максвелла-Блоха, которая в безразмерной системе имеет вид:

$$2i \left(\frac{\partial E}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial E}{\partial t} \right) + \nabla_{\perp}^2 E - v^2 \rho^2 E = gP, \quad (1)$$

$$\frac{\partial D}{\partial t} = -\gamma [D - 1 + i(E^*P - EP^*)], \quad (2)$$

$$\frac{\partial P}{\partial t} = -(\Gamma + i\Delta)P - \frac{i}{2} \Gamma DE, \quad (3)$$

где g — линейное поглощение на единичной длине, $\nabla_{\perp}^2 = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}$ — поперечный оператор Лапласа, γ, Γ — скорости релаксации заселенности и затухания поляризации соответственно, $D(z, \rho, t)$ — разность заселенностей, нормированная на ее величину в отсутствие насыщения, $E(z, \rho, t), P(z, \rho, t)$ — медленно меняющиеся амплитуды электрического поля и поляризации соответственно, Δ — отстройка несущей частоты от частоты атомного перехода. Единица амплитуды поля соответствует уровню насыщения $D = 0.5$. Продольная координата z измеряется в единицах дифракционной длины, поперечная координата r нормирована на характерный радиус пучка a .

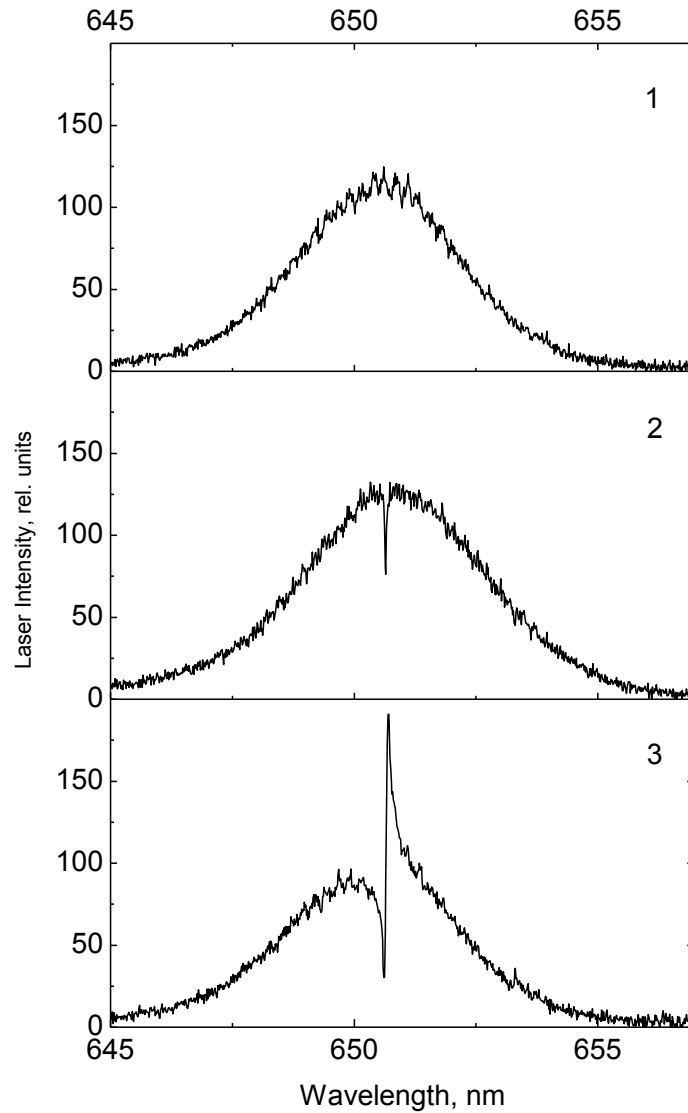


Рис. 1: Нестационарные оптические спектры пропускания плазмы наносекундного разряда в неоне вблизи спектральной линии поглощения с длиной волны 650.6 нм при выключенном разряде (1), при распространении лазерного излучения вдоль оси разрядной трубки (2) и под углом к оси разрядной трубки (3).

В работе [5] уравнения (1)-(3) решены при начальных условиях, соответствующих задаче Коши:

$$\begin{aligned} E(z=0, \rho, \varphi, t) &= E^0(\rho, \varphi, t), \quad E(z, \rho, \varphi, t=0) = 0, \\ D(z, \rho, \varphi, t=0) &= 1, \quad P(z, \rho, \varphi, t=0) = 0. \end{aligned} \quad (4)$$

В настоящем докладе представлены результаты разработки алгоритма и численного моделирования системы уравнений Максвелла-Блоха (1)-(4) для различных начальных условий в условиях резонансного взаимодействия лазерного излучения с плазмой и вблизи резонанса. Рассмотрены случаи распространения лазерного излучения в неоднородной плазме при наличии регулярной структуры пространственного распределения поглощающих частиц вдоль разрядной трубки. В этом случае в процессе

распространения лазерное излучение испытывает фазовую модуляцию с периодом, совпадающим с периодом упорядоченной структуры из поглощающих атомов.

Для решения задачи (1)-(4) для нелинейной системы (1)-(3) использована неявная разностная схема второго порядка.

На этой сетке введены сеточные функции:

$$E_{n,k,i} \approx E(z_k, \rho_i, t_n), P_{n,k,i} \approx P(z_k, \rho_i, t_n), D_{n,k,i} \approx D(z_k, \rho_i, t_n).$$

Обозначим C_{nkl}, F_{nkl} – зависящие от z и t коэффициенты моды Гаусса-Лагерра для поля E и поляризации P соответственно. Они вычисляются по формулам:

$$C_{nkl} = \sum_{i=0}^{L+1} \phi_l(\rho_i) E_{nki} \lambda_i \Delta\varphi, \quad (6)$$

$$F_{nkl} = \sum_{i=0}^{L+1} \phi_l(\rho_i) P_{nki} \lambda_i \Delta\varphi, \quad (7)$$

где $\phi_l(\rho) = L_l^0(v\rho^2) \exp\left(-\frac{v\rho^2}{2}\right) \frac{1}{\sqrt{2\pi}}$, $L_l^0(x)$ – полином Лагерра степени l ,

$$\lambda_i = \left[\sum_{l=0}^L |\phi_l(\rho_i)|^2 \right]^{-1}, \Delta\varphi = 2\pi \quad (8)$$

Таким образом, дискретные значения поля E_{nki} и поляризации P_{nki} заменяются на дискретные значения коэффициентов в разложении по модам Гаусса-Лагерра C_{nkl} (для поля) и F_{nkl} (для поляризации) в соответствии с формулами (6), (7). Далее решается волновое уравнение Максвелла (1) на основе разностной схемы.

В работе приведен алгоритм решения исходной системы уравнений, а также результаты численного моделирования для условий, близких к условиям эксперимента [6].

Дан анализ возможной роли нелинейных когерентных эффектов в формировании спектров пропускания плазменного столба дисперсионного вида.

Работа выполнена при финансовой поддержке проектной части госзадания Минобрнауки России в научной деятельности, проект 3.1262.2014К и базовой части по заданию № 2014/33, проект № 2644.

Литература

1. Ashurbekov N.A., Iminov K.O., Shakhshinov G.Sh., Ramazanov A.R. Non-stationary optical transmission spectra of inhomogeneous plasma of nanosecond electrical discharges near narrow spectral absorption lines.// Plasma Physics and Technology, 1 (3), 2014, p. 124-126.
2. Ashurbekov N.A., Iminov K.O., Shakhshinov G.Sh. The interaction of polychromatic laser irradiation with plasma of nanosecond electric discharges near narrow resonances.// SPIE Proceedings, 2015. AMP15-14, V.1.
3. Egorov V.S., Lebedev V.N., Mekhov I.B., Moroshkin P.V., Chekhonin I.A., Bagayev S.N. Coherent interaction of laser pulses in a resonant optically dense extended medium under the regime of strong field –matter coupling. // Physical Review A - Atomic, Molecular, and Optical Physics. 2004. V. 69. № 3. P. 033804-1-12.
4. Bagayev S.N., Egorov V.S., Mekhov I.B., Moroshkin P.V., Chekhonin I.A., Davliatchine E.M., Kindel E. Resonant nonstationary amplification of polychromatic laser pulses and conical emission in an optically dense ensemble of neon metastable atoms.//Physical Review A - Atomic, Molecular, and Optical Physics. 2003. V. 68. P. 043812.
5. Пластун И.Л., Дербов В.Л. Исследование влияния нестационарных когерентных эффектов и резонансного самовоздействия на характеристики лазерного пучка, модулированного по частоте.//Компьютерная оптика. 2009. Т.33, №3. С. 233-239.

ОСОБЕННОСТИ СПЕКТРОВ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ УГЛЕРОДНЫХ НАНОСТРУКТУР ПРИ СИНТЕЗЕ В ПЛАЗМОСТРУЙНОМ РЕАКТОРЕ

Н.М.-Р.Алиханов, Р.Х.Амиров, М.Э.Исхаков, В.А.Катаржис, М.Б.Шавелкина
*Объединенный институт высоких температур РАН, Ижорская 13, строение 2, Москва,
Россия*

Дагестанский государственный университет, Дзержинского 12а Махачкала, Россия

Уникальные физические и химические свойства аллотропных форм углерода (нанотрубки, нановолокна, графены, нанолуковицы и др.) делают его особо привлекательным как с фундаментальной, так и с прикладной точки зрения. Они инертны, обладают развитой поверхностью и пористостью, характеризуются высокой химической и механической стабильностью, хорошей электропроводностью, благодаря чему находят широкое применение в адсорбции и катализе, для очистки воды и воздуха, хранения энергии, а также в качестве модификатора для композиционных материалов. Соответственно, растет спрос на эффективные, надежные и недорогие способы получения наноразмерных углеродных материалов в промышленном масштабе.

Наиболее распространенным способом синтеза углеродных наноструктур является каталитическое разложение углеводородного сырья, протекающее по механизму карбидного цикла. При использовании этого подхода структурный тип наноразмерного углерода определяется взаимной ориентацией графеновых слоев, зависит от состава катализатора, температуры процесса, а также природы углеродсодержащего предшественника. Существенный недостаток метода – требует тщательного изготовления подложек с наноструктурированным катализатором.

Одно из перспективных направлений безкаталитического получения углеродных наноструктур в больших количествах связано с применением низкотемпературной плазмы дугового разряда.

В настоящей работе для синтеза использовался плазмоструйный реактор с плазмотроном постоянного тока (рис. 1.)

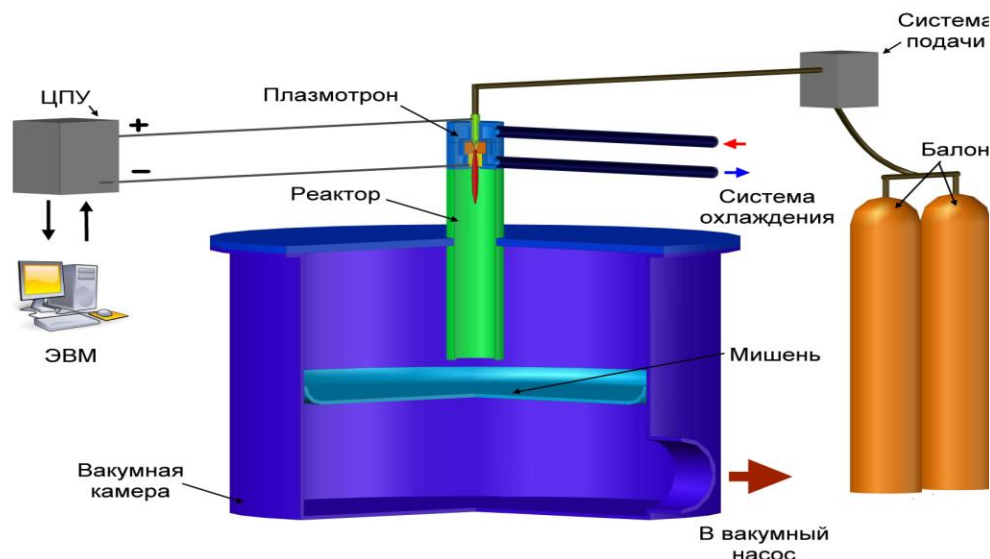


Рис.1 Экспериментальная установка для синтеза наноуглерода.

Оригинальная конструкция плазмотрона с расширяющимся каналом-анодом обеспечивает вихревую стабилизацию дугового разряда. Расширение канала обеспечивает постоянство средней длины дуги в широком диапазоне изменения тока, расхода газа и давления. Это позволяет на установке широко варьировать величину постоянного тока и напряжения,

скорость охлаждения образованного пара, расход рабочего газа, давление и состав среды и т.д. Это дает преимущества перед другими подходами, использующими низкотемпературную плазму [1].

Кроме реактора с плазмотроном и графитовой вставкой в установку входит источник постоянного тока, вакуумная камера с системой вакуумирования и напуска рабочего газа, блок регулируемой подачи углеводородного источника, вольтметры, осциллограф, перемещаемая мишень.

Эксперименты проведены при электрической мощности плазмотрона в диапазоне 22-35 кВт. Величина тока плазмотрона поддерживалась во всех сериях постоянной величиной и составляла 300-400 А. Характерное напряжение горения дуги менялось от 60 до 80 В в зависимости от условий эксперимента (рода плазмообразующего газа и его расхода). Гелий использовался при давлениях 150-500 Торр и при изменении расхода от 0,75 до 1 г/с, интервал расхода аргона составлял 3,5 - 3,75 г/с при давлениях 150 - 350 Торр.

В качестве источника углерода использовали ацетилен. Неочищенные продукты пиролиза ацетилена представляли собой порошок серовато-черного цвета.

Все образцы охарактеризованы методом комбинационного рассеяния (КР) света (Рамановская спектроскопия), который в течение многих лет остается одним из наиболее распространенных методов анализа углеродных наноматериалов. Спектры КР регистрировали при комнатной температуре на спектрометре «ИНТЕГРА Спектра» с использованием возбуждающего излучения с длиной волны $\lambda=532$ нм. Выходная мощность лазерного пучка составляла 22 мВт и регулировалась, для того чтобы избежать отжига образцов лазером, с помощью нейтрального фильтра переменной плотности (ND-фильтр). Спектры снимались с поверхности полученных образцов в нескольких точках, в диапазоне от 100 до 3000 см^{-1} . Спектры комбинационного рассеяния света наноразмерных форм углерода связаны с их структурой и содержат линии, соответствующие их собственным колебаниям. В спектрах анализировались характерные для графеновых структур пики: D- 1350 см^{-1} , G-1583 см^{-1} , D'- 1620 см^{-1} , 2D- 2680 см^{-1} , и D+G – 2947 см^{-1} , полученные CVD-методом [2]. Соотношение между интенсивностью G пика (IG) и 2D пика (I2D) дает оценку числа слоев (IG/I2D). Для однослойного графена это соотношение меньше единицы. Соотношение между интенсивностью D пика (ID) и G пика (IG) дает оценку дефектности графеновых слоев (ID/IG) [2].

Исследования синтеза слоев графенов в низкотемпературной плазме при атмосферном давлении показали, что формирование графеновых слоев из ацетилена происходит как в среде аргона, так и в среде гелия. На рисунке 2 приведено, полученное на оптическом микроскопе, изображение рельефа графенового материала, которое отражает волнистую структуру поверхности образца графена, полученного плазмоструйным методом при 150 Торр аргона, 350 А, расходе 3,6 г/с. Расход ацетилена составил 0,051 г/с. Характерный Раман-спектр графена в виде чешуек приведен на рисунке 3. Анализ спектров комбинационного рассеяния графенов, полученных в ацетилене при давлении 150 Торр показал, что при использовании аргона чешуйки графенов имеют преимущественно многослойную структуру (1,87-2,19). Степень дефектности многослойного графена, определяемая соотношением ID/IG, находится в пределах 0,87–1,02. Дефектность слоев графена, полученных другими методами на подложках (ID/IG = 0,35) [2], связана с процессом переноса. В процессе переноса в графеновой пленке могут появляться дефекты в виде «складок», которые приводят к деформации кристаллической структуры графена в целом. При плазмоструйном методе дефектность можно связать с наслоением чешуек друг на друга.

Согласно литературным данным [3] физические характеристики наноструктур весьма чувствительны не только к методу их получения, но также к конкретным условиям синтеза. При сравнении фотографий рельефов продуктов плазмоструйного синтеза (рис.2) и (рис.4) , полученных при пиролизе ацетилена в аргоне и в гелии, видна более неоднородная структура поверхности продуктов, синтезированных в среде гелия. Оптимальные условия пиролиза ацетилена при использовании гелия: 350 Торр , ток дуги 400 А, расход 0,75 г/с. Расход ацетилена составил 0,1 г/с. Повышение давления среды и скорости расхода

ацетилена существенно изменили КР спектр углеродных материалов. График на рисунке 5 представляет спектральную характеристику КР графеновых материалов, полученных при 350 Торр гелия. Из рисунка видна интенсивная полоса, как в спектре КР у алмаза, 1332 см^{-1} и, как у графита, 1582 см^{-1} .

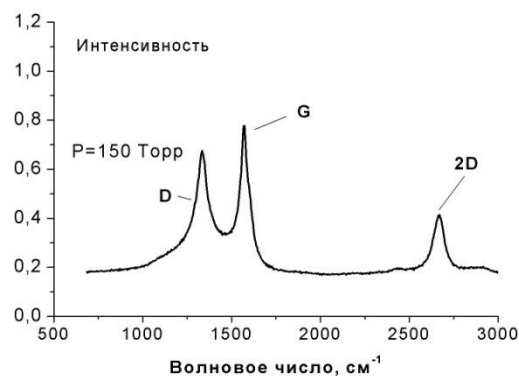
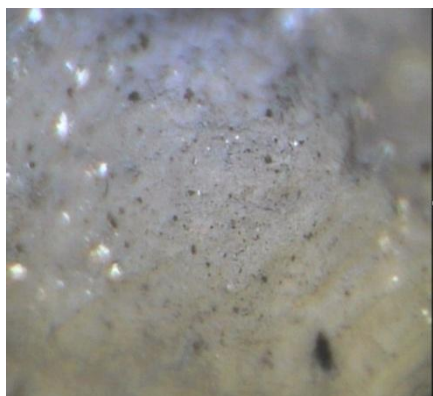


Рис.2 Оптическая фотография рельефа образца, полученного при 150 Торр аргона, 350 А, расходе 3,6 г/с. Расход ацетилена составил 0,051 г/с.

Рис.3 Спектр комбинационного рассеяния образца, полученного при 150 Торр аргона, 350 А, расходе 3,6 г/с. Расход ацетилена составил 0,051 г/с.

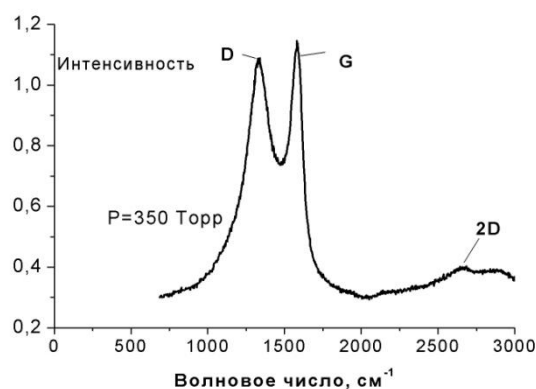


Рис.4. Оптическая фотография рельефа образца, полученного при 350 Торр гелия, 400А, его расходе 0,75 г/с. Расход ацетилена составил 0,1 г/с.

Рис.5. Спектр комбинационного рассеяния образца, полученного при 350 Торр гелия, 400 А, расходе 0,75 г/с. Расход ацетилена составил 0,1 г/с.

При этом интенсивности линий D и G соразмерны. Это говорит о присутствии определенных дефектов или о довольно большом количестве примесей. Аналогичный спектр наблюдался для углеродных наноструктур, полученных из метана в аргоновой плазме [4]. Отличие дает пик с небольшой интенсивностью, соответствующий 2D-моду, но именно он свидетельствует о структуре графенов, даже несмотря на то, что образец сильно загрязнён различными примесями. Детального анализа концентрации графенов в полученной саже не проводилось.

В целом проведенные экспериментальные исследования по синтезу углеродных наноструктур при пиролизе ацетилена в плазмоструйном реакторе на основе плазмотрона постоянного тока с расширяющимся каналом-анодом, давлении плазмообразующего газа (гелий, аргон) 150-350 Торр, токе - 350-400 А показали:

Получены графеновые материалы, которые были охарактеризованы с помощью КР спектроскопии. В полученных спектрах наблюдались отличия от спектров графенов, синтезированных CVD-методом.

Разработан плазмоструйный метод синтеза графенов в атмосфере аргона или гелия с установлением рабочего окна по величине тока дуги и давлению рабочего газа на основании анализа структуры синтезированного материала методом комбинационного рассеяния света.

Показана возможность управления свойствами синтезированных наноуглеродных материалов при использовании различных расходов ацетилена (исходного сырья) и параметров процесса плазмоструйного синтеза, подтвержденную наблюдением изменения формы полосы дыхательных мод в спектре КР. При уменьшении тока дуги в продуктах синтеза увеличивается количество примесей в виде многообразных форм наночастиц и аморфного углерода.

Для синтеза в низкотемпературной плазме не требуется наличия многокомпонентной углеводородной смеси.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований № 15-08-00165 и программы №. 2560 и № 16.1103.2014/К.

Литература

1. R.Amirov, E.Isakaev, M.Shavelkina, T.Shatalova, Synthesis of Carbon Nanotubes by High Current Divergent Anode-Channel Plasma Torch, // Journal of Physics: Conference Series.-2014. - N. 550. - P. 012023-012030.
2. R.Saito, M.Hofmann, G.Dresselhaus, A.Jorio, M.S.Dresselhaus, Raman spectroscopy of graphene and carbon nanotubes, // Department of Physics, Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, MA, 02139-4307, USA Available online: 01 Jul 2011, <http://www.tandfonline.com/loi/tadp20>.
3. А.В.Елецкий, И.М.Искандарова, А.А.Книжник, Д.Н. Красиков, Графен:методы получения и теплофизические свойства, // Успехи физических наук. - 2011. - Т.181. - N. 3.- С. 234-268.
4. V.Z. Baldissarelli, L.O. de B.Benetoli,F.A.Cassini, I.G. de Souza, N.A.Debacher, Plasma-assisted production of carbon black and carbon nanotubes from methane by thermal plasma reform, // J.Braz Chem.Soc. - 2014. - V.25.- N. 1

ДРОБНО-ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЙ ПОДХОД ПРИ ИССЛЕДОВАНИИ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ЭЛЕКТРОННОЙ ЛАВИНЫ В ГАЗОВОМ РАЗРЯДЕ

З.З. Алисултанов, В.С. Курбанисмаилов, О.А.Омаров Г.Б. Рагимханов, Р.П.

Мейланов

¹*Институт физики им. Х.И. Амирханова ДНЦ РАН, Махачкала*

²*Дагестанский государственный университет, Махачкала*

zaur0102@gmail.com

Прогресс в изучении физики газового разряда повышенного давления во многом определяется знанием физических свойств разряда, особенно начальной стадии, которая в газах и жидкостях сопровождается возникновением и распространением специфических волн ионизации. Широкое практическое применение различных форм протекания газовых разрядов стимулирует исследования их пространственной структуры.

В работе [1] рассмотрена начальная стадия развития неустойчивости фронта ионизационной волны, обусловленной размножением электронов малой фоновой плотности. Найдено выражение для инкремента нарастания малых возмущений. Показан, что фронт размножения неустойчив относительно малых возмущений, образующих выступы или провалы. Инкремент нарастания неустойчивости можно определить как универсальную для данного газа функцию приведенной напряженности поля.

В работе [2] экспериментально обнаружена микроструктура токового канала при пробое однородных воздушных промежутков импульсами напряжения наносекундного диапазона в электрических полях недостаточных для образования стримера. В качестве механизма формирования микроструктуры предложено развитие неустойчивости ионизационного процесса в лавинной стадии, что приводит к образованию самоподобной пространственной структуры. Показано, что микроструктура стримерных разрядов в однородных промежутках также может быть объяснена в рамках предложенной модели.

Существует большое количество как экспериментальных так и теоретических исследований [3-6] по устойчивости ионизационных фронтов, тем не менее не существует единой теории развития неустойчивости. Последнее связано со сложностью учета всех важных факторов, влияющих на процессы.

С другой стороны, на сегодняшний день, при исследовании сложных систем достаточно большой интерес представляет аналитический подход, основанный на использовании математического аппарата дробного интегро - дифференцирования. В настоящее время можно считать установленным, что математический аппарат интегро - дифференцирования дробного порядка [7-10] адекватно выражает фундаментальные физические концепции, лежащие в основе физики систем с детерминированным хаосом и фракталов, позволяя естественным образом учесть пространственную и временную нелокальность и особенности геометрии дробного порядка.

В настоящей работе мы исследуем явление устойчивости электронной лавины с помощью кинетического уравнения в дробных производных по временной переменной. Такой подход может оказаться полезным при интерпретации реальных экспериментов.

Стандартный подход для исследования устойчивости лавины основан на использовании кинетического уравнения для концентрации электронов в лавине (при этом используется адиабатическое приближение, когда движением ионов пренебрегается)

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \alpha v_{dr} n - v_{dr} \frac{\partial n}{\partial z} + D_e \Delta n. \quad (1)$$

Здесь v_{dr} - дрейфовая скорость электронов, D_e - коэффициент диффузии электронов, ось Oz направлена вдоль поля. В уравнении (1) перейдем к дробным производным Римана-Лиувилля [7]

$$\partial_{-\infty t}^\beta f(t) = \frac{1}{\Gamma(1-\beta)} \frac{\partial}{\partial t} \int_{-\infty}^t \frac{f(\xi) d\xi}{(t-\xi)^\beta}.$$

где $0 < \beta \leq 1$. Тогда

$$\frac{1}{t_0} \partial_{-\infty \tau}^\beta n = \alpha v_{dr} n - v_{dr} \frac{\partial n}{\partial z} + D_e \Delta n, \quad (2)$$

где $\tau = t/t_0$ есть безразмерное время, t_0 - некоторое характерное время. Решение будем искать стандартным образом в виде экспоненты. Тогда, учитывая, что

$$\partial_{-\infty \tau}^\beta (e^{a\tau}) = a^\beta e^{a\tau}, \quad (3)$$

получим

$$\frac{1}{t_0} (-i\omega)^\beta = \alpha v_{dr} - i v_{dr} k_z - D_e k^2. \quad (4)$$

Отсюда получаем

$$\omega = i \left[t_0 (\alpha v_{dr} - i v_{dr} k_z - D_e k^2) \right]^{\frac{1}{\beta}}. \quad (5)$$

Условием возникновения неустойчивости является следующее неравенство

$$\text{Im } \omega \geq 0. \quad (6)$$

Таким образом, задача сводится к определению мнимой части (5) и исследованию этой части на условие (6). Используя простые математические приемы, получим

$$\text{Im } \omega = \left((\alpha v_{dr} - D_e k^2)^2 + v_{dr}^2 k_z^2 \right)^{\frac{1}{2\beta}} \cos \left(\frac{1}{\beta} \arctan \frac{v_{dr} k_z}{\alpha v_{dr} - D_e k^2} \right). \quad (7)$$

Тогда условие (6) перепишется в виде

$$\left((\alpha v_{dr} - D_e k^2)^2 + v_{dr}^2 k_z^2 \right)^{\frac{1}{2\beta}} \cos \left(\frac{1}{\beta} \arctan \frac{v_{dr} k_z}{\alpha v_{dr} - D_e k^2} \right) \geq 0. \quad (8)$$

Или

$$\cos \left(\frac{1}{\beta} \arctan \frac{v_{dr} k_z}{\alpha v_{dr} - D_e k^2} \right) \geq 0. \quad (9)$$

Или

$$\alpha v_{dr} - D_e k^2 \geq \frac{v_{dr} k_z}{\tan \frac{\beta \pi}{2}}. \quad (10)$$

При $\beta = 1$ получаем обычное условие

$$\alpha v_{dr} - D_e k^2 \geq 0. \quad (11)$$

Найдем значения k , при которых выполняется условие (11). Для этого прежде всего запишем $k_z = k \cos \theta$, а затем решим уравнение

$$\alpha v_{dr} - D_e k^2 - \frac{v_{dr} k \cos \theta}{\tan \frac{\beta \pi}{2}} = 0. \quad (12)$$

Корни уравнения (12) имеют вид

$$k_{1,2} = \frac{-v_{dr} \cos \theta \pm \sqrt{D}}{2D_e \tan \frac{\beta \pi}{2}}, \quad (13)$$

где

$$D = (v_{dr} \cos \theta)^2 + 4 \tan^2 \frac{\beta \pi}{2} \alpha v_{dr} D_e. \quad (14)$$

Если $\cos \theta > 0$, то решение $k_2 < 0$, что не имеет физического смысла. Поэтому это решение должно быть отброшено. Таким образом,

$$k \leq \frac{-v_{dr} \cos \theta \pm \sqrt{D}}{2D_e \tan \frac{\beta \pi}{2}}. \quad (15)$$

Для длины волны соответственно получаем условие

$$\lambda \geq \frac{4\pi D_e \tan \frac{\beta \pi}{2}}{-v_{dr} \cos \theta + \sqrt{D}}. \quad (16)$$

При $\beta \rightarrow 1$ имеем условие

$$\lambda \geq \frac{2\pi \sqrt{D_e}}{\sqrt{\alpha v_{dr}}}, \quad (17)$$

полностью совпадающее с известным [1].

Полученный результат представляет большой интерес при интерпретации реальных экспериментов. В рамках существующей теории очень трудно учесть многие важные факторы, например, многочастичные эффекты или коллективные явления. Последние могут быть включены в теорию посредством параметра β .

Литература

1. Яковленко С.И. Неустойчивость фронта волны размножения электронов фона. //Письма в ЖТФ. 2005. Т.31. В.4. С.76-82.
2. В.И. Карелин, А.А. Тренькин. Самоподобная пространственная структура бесстримерного разряда наносекундного диапазона.//ЖТФ. 2008. Т.78. Вып.3. С.29-35.
3. Колисниченко Ю. Ф. Двухмерная модель формирования структур с ветвлением: Препринт МРТИ. 1990. № 9002. — 18 с.
4. Соколова М. В., Темников А. Г. Физические предпосылки модели ветвления положительного стримера в воздухе//Вестник МЭИ. 1998. № 4. С. 34.
5. М. Г. Баирханова, М. Х. Гаджиев, В. С. Курбанисмаилов, О. А. Омаров, Г. Б. Рагимханов, А. Дж. Катаа. Неустойчивость фронта волны ионизации катодонаправленного стримера в гелии высокого// Прикладная физика. 2009. № 5. С. 62—66.
6. Синкевич О. А. Ветвление анодонаправленного стримера// Вестник МЭИ. 2003. Т. 41. № 5. С. 695—705.
7. Самко С.Г., Килбас Ф.Ф., Маричев О.И. Интегралы и производные дробного порядка и некоторые приложения. Минск. Наука и техника. 1987. 688 с.
8. Hilfer R. Applications of Fractional Calculus in Physics. – World Scientific, 2000. – 463 p.
9. З.З. Алисултанов, Р.П. Мейланов, Некоторые особенности квантово-статистических систем с энергетическим спектром дробно-степенного типа.//Теоретическая и Математическая Физика.2012. Т. 171, С.404.
10. Z.Z. Alisultanov, R.P. Meilanov, Some problems of the theory of quantum statistical systems with an energy spectrum of the fractional-power type, *Theoretical and Mathematical Physics* 173 (1): 1445–1456 (2012)

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ РАЗЛИЧНЫХ СТАДИЙ ИМПУЛЬСНОГО ПРОБОЯ В ГЕЛИИ ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ В.С. Курбанисмаилов, О.А. Омаров, Г.Б. Рагимханов, М.А. Арсланбеков, Х.М. Абакарова

Дагестанский государственный университет

Результаты экспериментальных и теоретических исследований по электрическому пробоям газов при давлениях, близких к атмосферному разделяют различные формы пробоя газа на несколько видов, выделяя соответствующие каждому виду критерии экспериментальной проверки. Соответственно каждый вид разряда характеризуется своими стадиями развития, для которых основные параметры разряда в газах (время формирования, энергия, выделяемая на различных стадиях, интегральная энергия излучения, концентрация, температура, оптические и спектральные характеристики и т.д.) имеют свои значения и свои особенности.

В рассматриваемой работе анализируются энергетические характеристики на начальных стадиях импульсного пробоя в гелии высокого давления, характерных для стримерного и объемного механизмов пробоя.

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

На рис.1 и рис.2 соответственно представлены пространственно-временные картины формирования искрового канала в *He* по стримерному и объемному механизмам пробоя [3,4]. По сфазированным осциллограммам тока и напряжения определялась мощность и энергия, рассеиваемая в разрядном промежутке.

В момент появления свечения на аноде (рис.1-2, фото 1) мощность, вводимая в разряд, зависит от прикладываемого напряжения. Для напряжения пробоя $U_0 = 3,5 \text{ кВ}$ ток разряда составляет $\approx 2 \cdot 10^{-2} \text{ А}$ [3]. Тогда мощность, вводимая в разряд $p(t) = U(t) \cdot I(t) = 70 \text{ Вт}$. Для $U_0 = 6 \text{ кВ}$ ток разряда в момент формирования свечения на аноде составляет $\approx 5 \cdot 10^{-2} \text{ А}$. Тогда мощность, вводимая в разряд $P = 300 \text{ Вт}$.

На рис.3 приведены характерные осциллограммы тока и напряжения на промежутке и соответствующие им интегральные картины свечения промежутка.

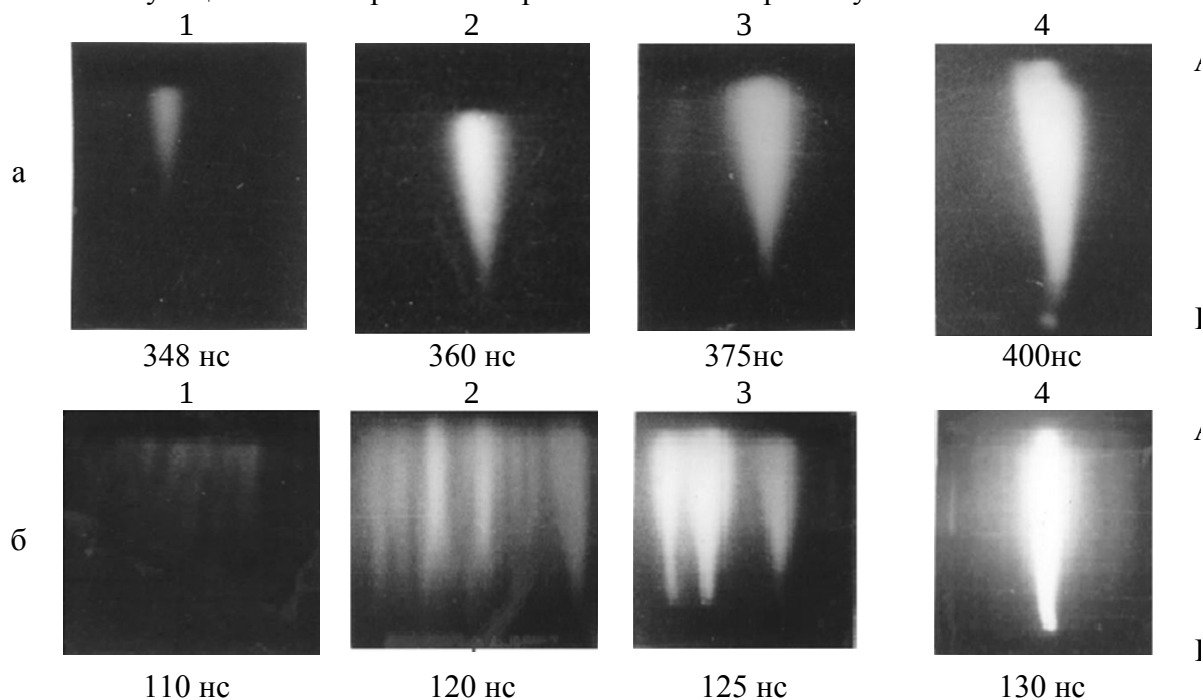


Рис. 1. Последовательные стадии развития плазменной области в гелии при полях 6 кВ/см (а), 10 кВ/см (б) ($p = 1 \text{ атм}$, $d = 1 \text{ см}$, *He*).

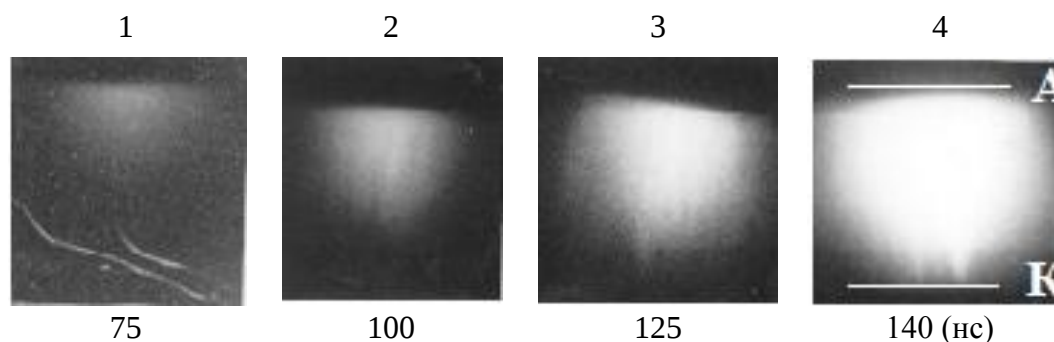


Рис. 2. Покадровые картины формирования объемного разряда в *He*. Анод - сверху, катод - снизу ($d = 1 \text{ см}$, $p = 760 \text{ Торр}$, $U_0 = 15 \text{ кВ}$).

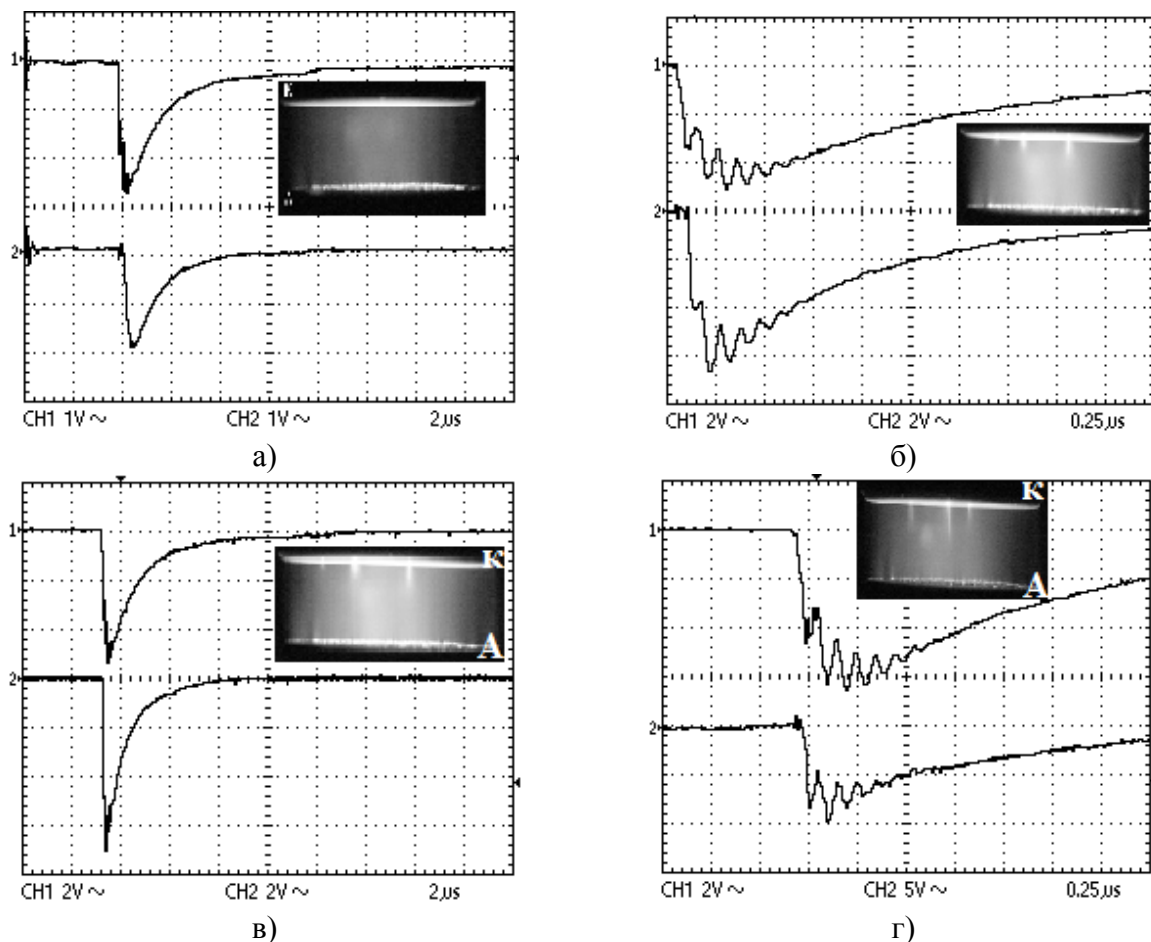


Рис. 3. Характерные осциллограммы тока (нижний луч) и напряжения (верхний луч) и соответствующие им интегральные картины свечения промежутка при различных значениях прикладываемого напряжения: а) - $U_0=3$ кВ, развертка 2 мкс/дел; б) - $U_0=7$ кВ, развертка 0,25 мкс/дел; в) - $U_0=7,5$ кВ, развертка 2 мкс/дел; г) - $U_0=9$ кВ, развертка 0,25 мкс/дел ($p = 1$ атм, $d = 1$ см).

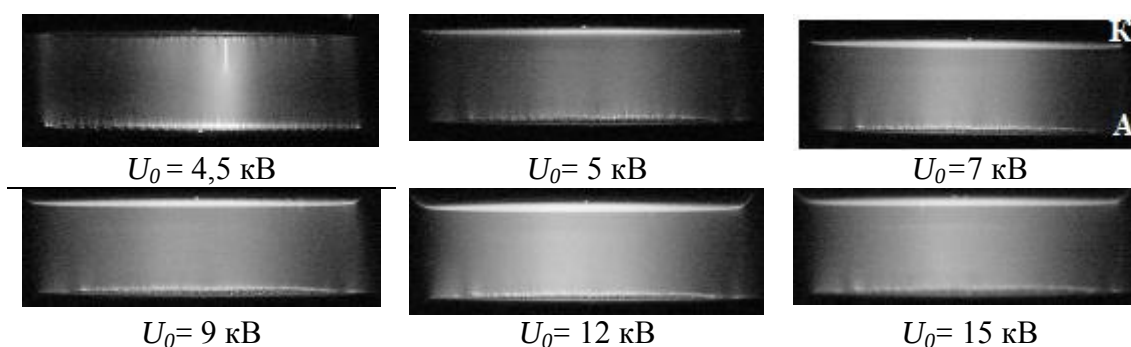


Рис. 4. Интегральные картины свечения промежутка в He при различных значениях прикладываемого напряжения ($p = 3$ атм, $d = 1$ см).

При определении мощности напряжение на промежутке считалось равным приложенному напряжению, так как первый спад напряжения происходит после перекрытия плазменным образованием промежутка[4]. Значение удельной мощности на этой стадии разряда составляет $\approx 10^3$ Вт/см³.

По мере распространения анодного свечения к катоду мощность, выделяемая в промежутке, увеличивается и в момент перекрытия промежутка составляет $\approx 10^4$ Вт, а удельная мощность достигает значения $\approx 10^5$ Вт/см³. Перекрытие анодным свечением (плазменным образованием или фронтом свечения) промежутка приводит к формированию катодного пятна (см. рис.1, рис.2, фото 4) и быстрому росту тока разряда.

Соответственно увеличивается и мощность, вводимая в разряд. Но мгновенная максимальная мощность достигается своей максимальной величины за время меньшее, чем это требовалось при меньших внешних полях.

На рис.5а-в приведены графики зависимости мощности от времени для различных значений прикладываемого поля, а на рис.6 приведены зависимости скорости энерговклада в разряд от времени для различных значений отношения E/p . Сравнения мощностей при соответствующих значениях E/p показывают, что увеличение давления приводит к росту мощности, выделяемой в разряде. Начало отсчета времени берется с точки сфазирования тока и напряжения.

В таблице 1 приведены максимальные значения мощности, выделяемые в разряде при различных отношениях E/p . Время $t_{\max}$ - время роста мощности до максимального значения. Увеличение перенапряжения $(U_0 - U_{cm})/U_{cm}$ также приводит к росту энергии, выделяемой в разряде. Так, для $U_0 = 3 \text{ кВ}$, энергия составляет $\approx 2,6 \cdot 10^{-2}$ Дж, а для $U_0 = 6 \text{ кВ}$ энергия принимает значение $\approx 8,3 \cdot 10^{-2}$ Дж.

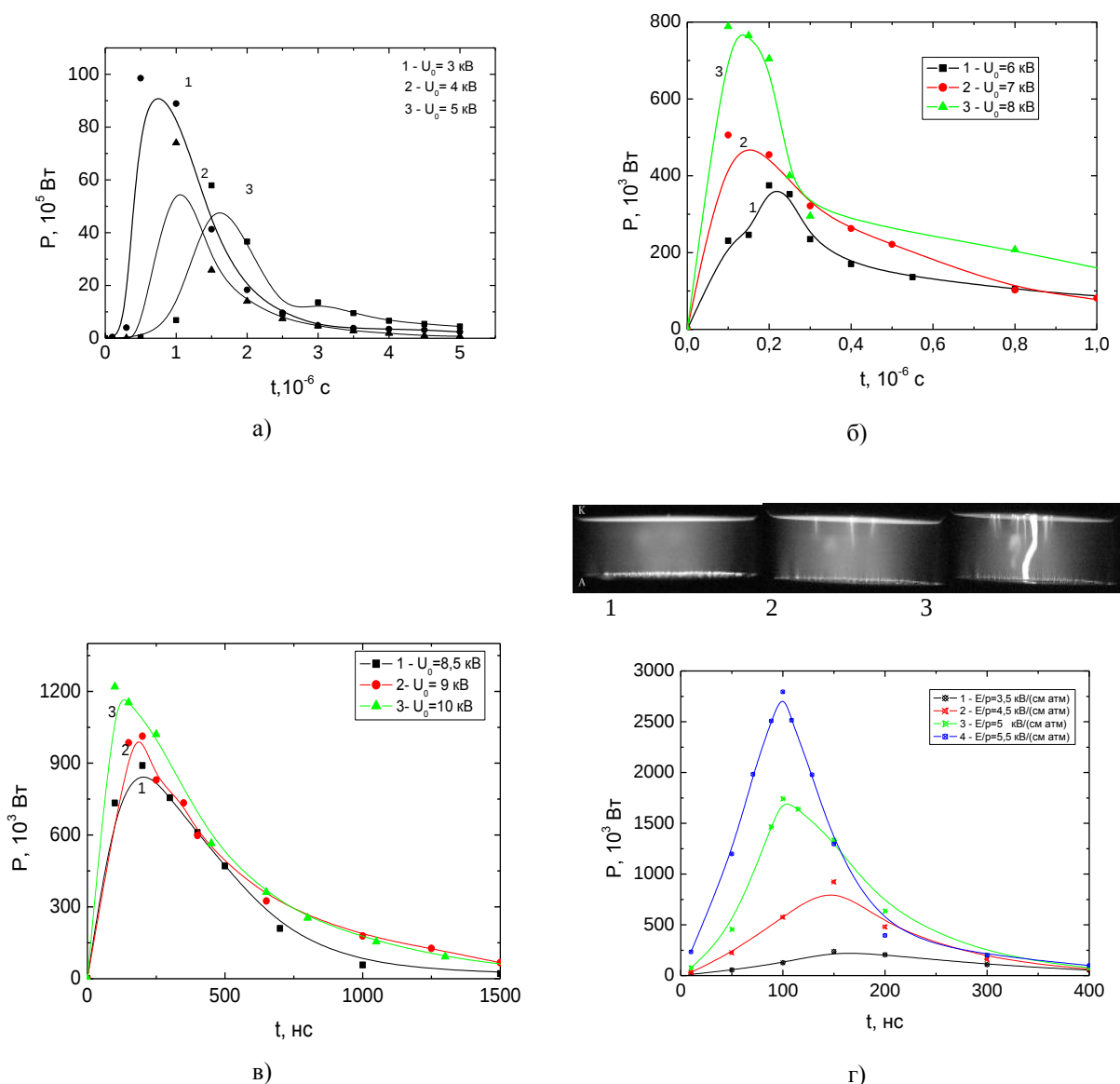


Рис. 5. Зависимость скорости энерговклада в разряд от времени (а-б), вложенной в искровой канал энергии и мощности (г – фото: 1 – 3 кВ; 2 – 10 кВ; 3 – 13 кВ) от приложенного поля ($p = 1 \text{ атм}$, $d = 1 \text{ см}$).

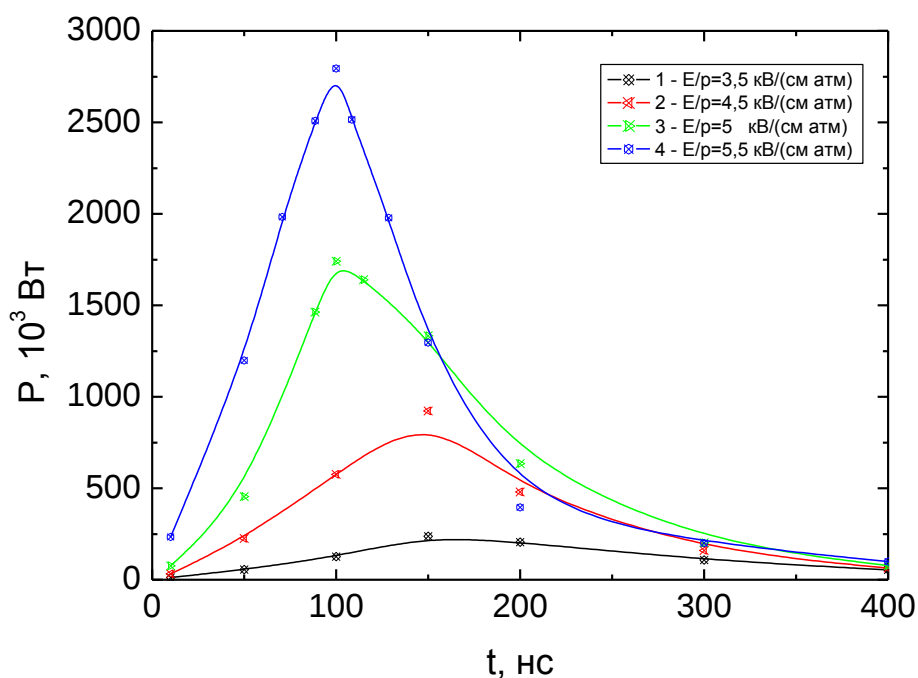


Рис. 6. Зависимость скорости энерговклада в разряд от времени для различных значений отношения E/p (He, $d=1$ см).

Рост максимального значения мощности с ростом внешнего поля связан с ростом ионизации в промежутке. Поскольку коэффициент ударной ионизации является сильной функцией поля, то и пробой наступает за меньшие времена и, как следствие этого, мощность достигает своей максимальной величины за меньшее время. Максимальное значение мощности соответствует фазе прорастания искрового канала.

Таблица 1.

t , нс	10	50	100	150	200	300	400	E/p , кВ/(см атм)	U_0 , кВ	P , атм	$U_{ст}$, кВ
I , А	2,8	14	42	67	64	42	28	3,5	4,2	1,2	3,8
U , В	4200	4020	3864	3542	3220	2576	1932				
P , кВт	11,7	56,3	126,3	238	206,7	108,2	54,1				
I , А	3,5	8,8	28	66	83,6	54,2	33	4	5,6	1,4	4,6
U , В	5600	5600	5474	5152	4669	3680	2880				
P , кВт	19,6	49,28	153,3	340	390	210	95				
I , А	4,5	31,5	99	180	117	58,5	31,5	4,5	7,2	1,6	5,1
U , В	7200	7200	5814	5130	4104	2736	2052				
P , кВт	32,4	226	575,5	923	480	160	64,6				
I , А	8,4	50,4	243,6	210	126	58,8	29,4	5	9	1,8	6,3
U , В	9000	9000	7147	6353	5029	3441	2647				
P , кВт	75,6	454	1741	1333	634	202	78				
I , А	21,3	170	405	255	128			5,5	11	2	7,0
U , В	1100	7050	6910	5076	3102						
P , кВт	234	1198	2795	1297	396						

На рис.5 г приведена зависимость вложенной в разряд энергии от приложенного к промежутку напряжения, а в таблице 2 для сравнения приведены значения энергий, вложенных в разряд для двух значений напряжений пробоя.

Таблица 2.

$U_0=3\text{кВ}, p=1\text{ атм}, d=1\text{ см}, He$						
t , нс	125	150	200	300	400	500
W , 10^{-3} Дж	18,8	38,7	57,5	69,4	78,2	82,9

$U_0=8\text{кВ}, p=1\text{ атм}, d=1\text{ см}, He$					
$t, \text{нс}$	80	100	130	160	200
$W, 10^{-3} \text{ Дж}$	130	288	378	408	413

Действительно, для напряжения пробоя $U_0=3\text{кВ}$ энергия, запасенная в конденсаторе $W=CU^2/2$ ($C=1,5\cdot 10^{-8}$ Ф), равна $\approx 0,13$ Дж, в то время как максимальная энергия, выделяемая в искровом канале, равна $\approx 0,082$ Дж. Для $U_0=8\text{кВ}$ энергия, запасенная в емкости $W=0,96$ Дж. Поскольку не вся запасенная энергия выделяется в разряде (см. рис.5 г), то часть энергии, выделяющейся в разряде, идет на излучение.

Для сравнения рассмотрим энергию, выделяемую в объемном разряде. При зажигании объемного разряда (ОР) на зазоре (рис.2) устанавливается некоторое квазистационарное напряжение горения $U_r \approx 3000$ В (напряжение статистического пробоя в He при $p=1$ атм составляет $U_{ст}=3$ кВ), которое практически не зависит от U_0 .

На рис. 7 приведены соответствующие зависимости напряжений статистического пробоя в He от отношения E/p и давления p газа в промежутке.

Результаты исследований показывает, что в пределах изменения давления от 1 до 5 атм, отношение U_r/pd остается постоянным и составляет ≈ 4 В/(см·Тор). Тогда плотность энергии, вводимой в ОР, можно определить из выражения [4]

$$W = jU_r \cdot \tau/d = (U_0 - U_r) \cdot U_r \tau / zsd.$$

Например, плотность энергии, выделяемой в ОР для $U_0 = 8\text{кВ}$ равна $\approx 0,06$ Дж/см³. Таким образом, распадающийся искровой канал является мощным источником излучения.

Если известно сопротивление разряда, можно затем вычислить среднюю по разряду проводимость плазмы σ (в цилиндрическом случае сопротивление $R=d/\sigma \cdot s$, d - длина промежутка, s - площадь сечения разряда), откуда по формуле Спитцера можно определить среднюю по сечению разряда температуру [5].

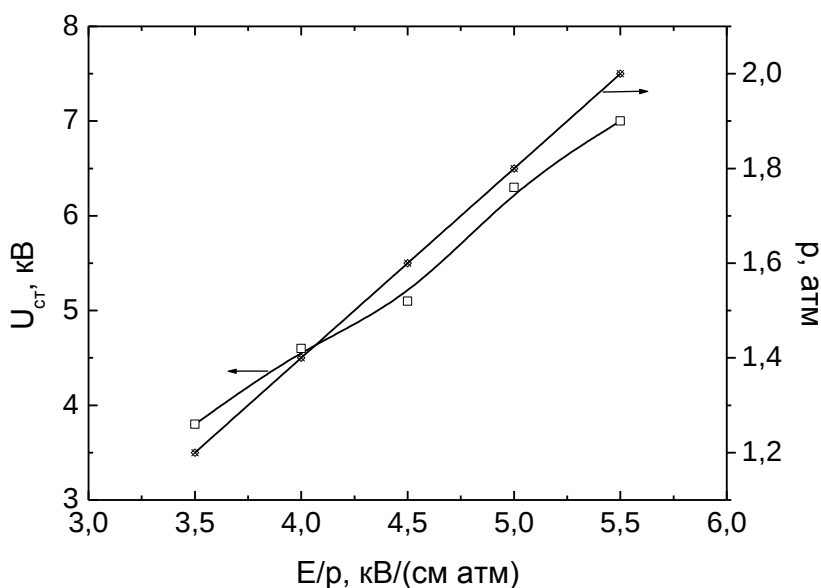


Рис. 7. Зависимости напряжений статистического пробоя в He от отношения E/p и давления газа в промежутке ($d=1$ см).

В таблице 3 приведены значения разрядного сопротивления и проводимости в различные моменты времени для $U_0 = 3$ кВ и 8 кВ. Как видно из этой таблицы, увеличение пробойного напряжения приводит к уменьшению разрядного сопротивления и росту проводимости. Начало отсчета времени в этих таблицах берется с момента сфазирования осциллограмм тока и напряжения. Если для $U_0=3\text{кВ}$ ток достигнет

максимальной величины, равной 63 А, за 125нс и сопротивление разряда к этому моменту времени равно 38 Ом, то для $U_0 = 8\text{кВ}$ это время равно 30нс, сопротивление канала разряда равно 8 Ом, а ток канала равен 450 А.

Таблица 3.

$U_0=3\text{кВ}, p=1 \text{ атм}, d=1 \text{ см}, He$						
t, нс	125	150	200	300	400	500
R, Ом	38	38,26	40,4	45,9	50	60
$\sigma, \text{Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$	13	13	12,5	11,1	10	8,3
$U_0=8\text{кВ}, p=1 \text{ атм}, d=1 \text{ см}, He$						
t, нс	80	100	130	160	200	
R, Ом	8,25	8,68	8,79	10,5	12,5	
$\sigma, \text{Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$	60	60,6	56,8	47,6	39	

Рост проводимости плазмы в развивающемся искровом канале свидетельствует о возрастании степени ионизации.

Изучим теперь, при каких условиях плазма является слабоионизованной, а при каких – сильноионизованной.

Для плазмы газового разряда высокого давления характерны следующие значения температуры $(6...50) \cdot 10^3 \text{ К}$ и плотности электронов $(10^{13}-10^{14}) \text{ см}^{-3}$ для стримерной и объемной фаз разряда и $(10^{16}-10^{18}) \text{ см}^{-3}$ в искровом канале при плотности нейтрального газа $(10^{18}-10^{20}) \text{ см}^{-3}$. В этих условиях частота столкновений электронов с нейтральными атомами имеет порядок величины [6].

$$\nu_{ea} = q_{ea} n_a \nu_{Ta} = \pi a_0^2 n_a \nu_{Ta} \approx (4 \cdot 10^9 ... 8 \cdot 10^{11}) \text{ с}^{-1}, \quad (1)$$

где $\pi a_0^2 \approx 10^{-16} \text{ см}^2$ – классическое поперечное сечение атома, а $\nu_{Te} \approx \sqrt{kT_e/m} \approx (4...8) \cdot 10^7 \text{ см/с}$.

Аналогично частоту столкновений ионов с нейтральными атомами можно записать так:

$$\nu_{ia} = q_{ia} n_a \nu_{Ti} \approx \nu_{ea} \frac{g_{Ti}}{g_{Te}} = \nu_{ea} \sqrt{\frac{T_i}{T_e}} \frac{m}{M}, \quad (2)$$

где учтено, что $q_{in} \approx \pi a_0^2$. Тогда в условиях равновесия

$$\nu_{ia} \approx \nu_{ea} \sqrt{\frac{m}{M}} \approx 10^{-2} \nu_{ea} \approx (5 \cdot 10^7 ... 10^{10}) \text{ с}^{-1}.$$

Частота электрон-ионных (кулоновских) столкновений оценивается по формуле

$$\nu_{ei} = \frac{4}{3} \sqrt{\frac{2\pi}{m}} \frac{e^4 n_i}{T^{3/2}} \Lambda \approx \frac{50 n_i}{T^{3/2}} = (10^{11} ... 10^{13}) \text{ с}^{-1}, \quad (3)$$

где Λ – так называемый кулоновский логарифм, имеющий порядок величины ≈ 10 , а n и T выражены соответственно в см^{-3} и К. Отсюда следует, что в большинстве случаев плазму газового разряда высокого давления следует считать сильноионизованной в том смысле, что в ней частота $\nu_{ei} \gg \nu_{ea}$.

Следует заметить, что для реальных газов эффективное сечение упругих электрон-атомных соударений является сложной функцией скорости, поэтому выражение $\sigma_{ea} = \pi a_0^2$ является весьма приближенной. Для гелия при $\varepsilon \leq 4 \text{ эВ}$ величина $\sigma_{ea}(\varepsilon) = \text{const}$. Поэтому в основной области изменения энергии электронов в разряде $\sigma_{ea}(\nu) \sim 1/\nu$, вследствие чего для гелия $\nu_{en} = \text{const}$ и определяется простой формулой $\nu_{ea} = 2,4 \cdot 10^9 p [\text{с}^{-1}]$. Здесь p – давление нейтрального газа в Торр.

Проведем соответствующие оценки для рассматриваемых в работе условиях. Для плазмы стримерной и объемной фаз разряда плотности электронов имеют порядок

$(10^{13}-10^{14}) \text{ см}^{-3}$, а значения температуры электронов $T_e=2-3 \text{ эВ} \approx 2 \cdot 10^4 \text{ К}$ [1-4]. При $T_e=2 \text{ эВ}$ и $n_e \approx 10^{13} \text{ см}^{-3}$ частота электрон-ионных столкновений $\nu_{ei} \approx 10^8 \text{ с}^{-1}$, а частота электрон-атомных столкновений $\nu_{en} \approx 10^{11} \text{ с}^{-1}$. Отсюда следует, что $\nu_{en} \gg \nu_{ei}$, т.е. плазма является слабоионизованной.

При концентрации электронов $n_e > 10^{16} \text{ см}^{-3}$, что имеет место для искрового канала в He при атмосферном давлении [7], плазма является сильноионизованной. В этих условиях частоты электрон-электронных и электрон-ионных столкновений одного порядка, т.е. $\nu_{ei} \approx \nu_{ee}$.

Проводимость сильноионизованной плазмы с однозарядными ионами определяется формулой [8]

$$\sigma = 1,9 \cdot 10^2 T_e^{3/2} [\text{эВ}] / \ln A, \quad \sigma [\text{Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}]. \quad (4.)$$

По экспериментальным значениям проводимости определялась температура электронов в плазме канала. Из выражения (4) для T_e имеем:

$$T_e = (\sigma \ln A / 1,9 \cdot 10^2)^{2/3}. \quad (5)$$

Ниже в таблице 4 приведены значения электронной температуры, рассчитанные по проводимости.

Таблица 4.

$U_0 = 8 \text{ кВ}, p = 1 \text{ атм}, d = 1 \text{ см}$					
$t, \text{ нс}$	80	100	130	160	200
$\sigma, \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$	60	60,6	58,8	47,6	39
$T_e, \text{ эВ}$	2,15	2,16	2,07	1,84	1,62

Полученные результаты свидетельствуют об увеличении сопротивления разряда в распадающемся искровом канале, что приводит соответственно к уменьшению проводимости и температуры электронов.

Появлению сильноионизованной плазмы развитого искрового канала предшествует малоизученная стадия, на которой степень ионизации в зоне первоначального стримерного канала быстро возрастает. Об этом свидетельствует крутой рост тока после замыкания промежутка стримером в условиях, когда происходит стримерный пробой. Это при том, что сам первозданный стримерный канал большого тока пропустить не в состоянии.

Проводимость слабоионизованного газа [8] для гелия

$$(\sigma p / n_e) = 1,4 \cdot 10^{-13} [\text{Торр} \cdot \text{см}^2 / \text{Ом}]. \quad (6)$$

При давлении газа $p = 1 \text{ атм}$ и концентрации электронов $n_e = 10^{13} \text{ см}^{-3}$, проводимость плазмы $\sigma \approx 10^{-3} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$. Если диаметр канала стримера $2r_c \approx 10^{-1} \text{ см}$, а поле в нем $\approx 10^4 \text{ В/см}$, то ток $I = \sigma E \pi r_c^2 \approx 10^{-2} \text{ А}$.

Проведем оценки для нашего случая. При достижении концентрации электронов в лавине ионизации величины $n_e \approx 10^{13} \text{ см}^{-3}$ с анода распространяется катодонаправленный стример (см. рис.1) с размерами 1-2 мм [3]. Оценки проводимости дают значения $\approx 2 \cdot 10^{-3} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$. Тогда величина тока в стримерном канале для $U_0 = 3,5 \text{ кВ}$ - $I = \sigma E \pi r_c^2 \approx 2 \cdot 10^{-2} \text{ А}$, а для $U_0 = 6 \text{ кВ}$ - $I = \sigma E \pi r_c^2 \approx 5 \cdot 10^{-2} \text{ А}$. Таким образом, экспериментально определенные значения тока совпадают с расчетными.

Средняя плотность тока при таунсендовском разряде, определенная до появления свечения на аноде, равна $j_{cp} = I / S_3$ (S_3 - площадь электродов). Скорость дрейфа электронов является однозначной функцией отношения E/p и определяется выражением [9] $v_{dp} = 6,72 \cdot 10^5 E/p [\text{В}/(\text{см} \cdot \text{Торр})]$.

При $E_0 = 3500 \text{ В/см}$ и $p = 760 \text{ Торр}$, скорость дрейфа $v_{dp} = 3,5 \cdot 10^6 \text{ см/с}$.

Оценим плотность электронов на стадии генераций лавин

$$n_e = j_{cp} / e v_{dp} \approx 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}. \quad (7)$$

На этой стадии в условиях преобладания упругих соударений электронов с атомами средняя энергия устанавливается за время $\tau_{ea} \approx (\delta \nu_{en})^{-1}$, где $\delta = 2m/M = 2,6 \cdot 10^{-4}$ - доля

энергии, передаваемой электроном при упругом соударении с атомом гелия. Как показано в [10], средняя энергия на предпробойной стадии составляет ≈ 5 эВ. Для частоты упругих соударений имеем согласно [6] при $\varepsilon_0 \geq 4$ эВ: $\nu_{en}[\text{с}^{-1}] \approx 2,4 \cdot 10^9 \cdot p[\text{Торр}]$, тогда при атмосферном давлении средняя энергия устанавливается за время $\tau_{ea} \approx (\delta \nu_{en})^{-1} \approx 2 \cdot 10^{-8}$ с. Это значение намного меньше длительности характерных стадий разряда.

Причиной образования области усиленной ионизации у анода является усиление поля положительными объемным зарядом. Усиление поля приводит к усилению ионизации, и граница пространственного заряда перемещается к катоду, оставляя за собой столб плазмы большей концентрации. В такой модели область усиленного поля имеет характерный размер α^{-1} . Тогда можно предположить, что и размер катодного слоя того же порядка, т.е.

$$L_k \approx \alpha^{-1} = [A \exp(-Bp/E)]^{-1}, \quad (8)$$

где $A = 3 \text{ см}^{-1} \cdot \text{Торр}^{-1}$, $B = 34 \text{ В}/(\text{см} \cdot \text{Торр})$. Для напряженности поля $E_0 = 6 \text{ кВ}/\text{см}$ величина $L_k \approx \alpha^{-1} \approx 1,8 \cdot 10^{-2} \text{ см}$. Из (8) следует, что

$$E = \frac{Bp}{\ln(L_k p A p)} \quad (9)$$

Для $E_k = 0,1 \cdot E_0$ (E_k - напряженность катодного слоя) получаем $E_k \approx 7 \cdot 10^4 \text{ В}/\text{см}$.

Проведем оценки L_k и E_k с учетом формулы для ионизационного коэффициента α , справедливая в области $E/p < 100 \text{ В}/(\text{см} \cdot \text{Торр})$ и применяемая иногда для инертных газов [8]:

$$\alpha/p = C \exp[-D(p/E)^{1/2}], \quad (10)$$

где $D = 14 \text{ В}/(\text{см} \cdot \text{Торр})$; $C = 4,4 \text{ см}^{-1} \cdot \text{Торр}^{-1}$. Из (10) получим для E выражение

$$E = \frac{D^2 p}{[\ln(pC/\alpha)]^2} \quad (11)$$

Для $E_0 = 6 \text{ кВ}/\text{см}$, считая $E_k = 0,1 \cdot E_0$ [11], имеем $E_k \approx 10^5 \text{ В}/\text{см}$.

Полученное значение для $E_k \approx 10^5 \text{ В}/\text{см}$ при наличии микро-неоднородностей достаточно для инициирования взрывной эмиссии и формирования катодного пятна. С формированием катодного пятна с катода прорастает искровой канал, а плотность тока в нем составляет $\approx 10^5 \text{ А}/\text{см}^2$. Каналы формируются в приэлектродных областях и прорастают вглубь промежутка. Приэлектродные процессы начинают играть преобладающую роль при плотностях тока $j_{кр} \approx 40 \text{ А}/\text{см}^2$ [4].

Наблюдаемый рост тока с увеличением прикладываемого поля, с учетом постоянства напряжения горения ОР (например, $U_r \approx 3000 \text{ В}$ при $p = 1 \text{ атм}$, $d = 1 \text{ см}$), позволяет предположить, что объемный разряд в гелии представляет собой аномальный тлеющий разряд. С ростом плотности тока возрастает катодное падение потенциала, что и приводит к формированию катодных пятен.

Таким образом, в работе получены результаты электрических, оптических и энергетических характеристик начальных стадий импульсного пробоя в гелии высокого давления, характерных для стримерного и объемного механизмов пробоя. Показано, что в зависимости от механизмов пробоя основные параметры разряда в газах (время формирования, энергия, выделяемая на различных стадиях, интегральная энергия излучения, концентрация, температура и оптические характеристики имеют свои значения и свои особенности.

Работа выполнена при финансовой поддержке базовой части госзадания Минобрнауки России в сфере научной деятельности по заданию № 2014/33, проект № 2644.

Литература

1. Курбанисмаилов В.С., Омаров О.А., Абакарова Х.М., Али Рафид А.А. Особенности контракции объемного разряда в He атмосферного давления. //Вестник ДГУ. 2013. № 6. С. 38-46.

2. V.S. Kurbanismailov, O.A. Omarov, M.A. Arslanbekov, M.Kh. Gadjiev, G. B. Ragimkhanov, AliJ. G. Al-Shatravi. Expansion of the Cathode Spot and Generation of Shock Waves in the Plasma of a Volume Discharge in Atmospheric-Pressure Helium. //Plasma Physics Reports. 2012.Vol. 38, №1. P. 22–28.
3. Курбанисмаилов В.С., Курбанисмаилов М.В., Омаров О.А., Рагимханов Г.Б. Особенности формирования ионизационных волн на начальных стадиях импульсного пробоя в инертных газах высокого давления // УПФ. 2013. Т.1. №6. С.712-717.
4. Курбанисмаилов В.С., Омаров О.А. К вопросу о характере контрагирования объемного разряда в гелии атмосферного давления. //ТВТ.1995. Т33. №3. С.346-350.
5. Спитцер Л. Физика полностью ионизованного газа. /Пер. с англ. Под ред. Левина М. Л.- М.: Мир, 1965.
6. Александров А.Ф., Богданкевич Л.С., Рухадзе А.А. Основы электродинамики плазмы. М.: Высшая школа, 1978. 407 с.
7. Курбанисмаилов В.С., Омаров О.А., Ашурбеков Н.А., Рагимханов Г.Б., Гаджиев М.Х. Формирование и развитие искрового канала в инертных газах атмосферного давления. //Известия вузов. Северо-Кавказ. регион. Естеств. науки. 2006. №4.С.45-49.
8. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1987. 592 с.
9. Лозанский Э.Д., Фирсов О.Б. Теория искры. М.:Атомиздат, 1975. 272 с.
10. Омаров О.А., Рухадзе А.А. О плазменном механизме развития начальных стадий пробоя газов. //ЖТФ.2011. Т.81. №7. С.43-48.
11. Королев Ю.Д., Месяц Г.А. Автоэмиссионные и взрывные процессы в газовом разряде. Новосибирск: Наука, 1982, 255 с.

ДВУМЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАЗВИТИЯ ВОЛНЫ ИОНИЗАЦИИ В ПРЕДВАРИТЕЛЬНО ИОНИЗИРОВАННОЙ ГАЗОВОЙ СРЕДЕ

В.С.Курбанисмаилов, О.А.Омаров, Г.Б.Рагимханов, Д.В.Терешонок,

Али Рафид Аббас Али

*Дагестанский государственный университет
Объединенный институт высоких температур РАН*

Высокий интерес к исследованию плазмы импульсных разрядов обусловлен широким применением плазмы высокого давления в различных областях науки и техники. В частности, плазма высокого давления используется для накачки газовых технологических лазеров. Следовательно, прогресс в этой области существенно определяется знанием физических свойств разряда.

На сегодняшний день накоплен огромный экспериментальный материал, создано большое количество физико-технических и лазерных устройств, реализующих уникальные свойства импульсных объемных разрядов в газах высокого давления [1].

Прогресс в указанных областях также связан с разработкой и с совершенствованием компьютерных моделей электрических разрядов, и численным моделированием свойств этих разрядов в различных условиях, представляющих практический интерес.

Ранее нами были выполнены серии экспериментов по исследованию влияния условий формирования на пространственно-временную динамику формирования разряда [2-4]. Было показано, что после приложения высоковольтного импульса напряжения, первое видимое свечение возникает вблизи анода. Далее фронт свечения распространяется к катоду. С приходом фронта свечения на катод, происходит формирования объемного импульсного разряда.

Важно знать, от чего зависит скорость волны и как она меняется с потенциалом на фронте волны. Для этой цели приходится анализировать процессы в области фронта волны, где осуществляется ионизация. Нужно связать воедино процессы рождения заряженных частиц и движения электронов в электрическом поле, благодаря чему

заряженная область, подобно гребню морской волны, перемещается в глубину разрядного промежутка.

Специфика искрового пробоя не исчерпывается процессами на фронте волны ионизации, хотя бы потому, что определяющим ее параметром является потенциал фронта волны ионизации U_f . Эта величина может быть и значительно меньше потенциала электрода U_a , откуда стартовал фронт волны, поскольку проводимость плазменного фронта всегда конечна и на нем падает напряжение. Следовательно, для анализа условий распространения волны ионизации (плазменного фронта) на большие расстояния следует знать плотность электронов в плазме за фронтом волны и ток по плазменному каналу, чтобы в итоге вычислить электрическое поле в плазменном канале и т.д. [5].

В данной работе выполнено двумерное осесимметричное моделирование поведения пространственного распределения параметром импульсного разряда в гелии высокого давления в ходе его формирования в условиях предварительной ионизации газас радиусом электродов 2 см и расстоянием между ними 1 см.

Модель разряда включает в себя систему векторных уравнений непрерывности для электронной и ионной компонент, температуры газа T и уравнение Пуассона для вектора напряженности электрического поля E .

Система уравнений (1) дополнялась уравнением Кирхгофа для электрической цепи, которая включала в себя конденсатор (как источник питания), балластное сопротивление ($R_6=70$ Ом) и газоразрядный промежуток.

Начальные и граничные условия моделирования разряда были следующие. Концентрации электронов и ионов в начальный момент времени по всей расчетной области считались неизменными и равными: $n_e(x, y, 0) = n_+(x, y, 0) = n_0$, а начальные значения температуры и давления соответственно $T = 293$ К, $p = 10^5$ Па.

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial n_e}{\partial t} + \text{div} \vec{\Gamma}_e = \alpha |\vec{\Gamma}_e| - \beta n_e n_+ \\ \frac{\partial n_+}{\partial t} + \text{div} \vec{\Gamma}_+ = \alpha |\vec{\Gamma}_e| - \beta n_e n_+ \\ \rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} = \text{div}(\lambda \text{grad} T) + (\vec{j} \cdot \vec{E}) \\ \vec{E} = -\text{grad} \phi \\ \text{div} \vec{E} = 4\pi e(n_+ - n_e) \end{array} \right. \quad (1)$$

где $\vec{\Gamma}_e = -n_e \mu_e \vec{E} - D_e \text{grad} n_e$, $\vec{\Gamma}_+ = -n_+ \mu_+ \vec{E} - D_+ \text{grad} n_+$, $Q = \eta(\vec{j} \cdot \vec{E})$, n_e и n_+ – концентрации, Γ_e и Γ_+ – потоки, μ_e и μ_+ – подвижности, D_e и D_+ – коэффициенты диффузии, соответственно электронов и ионов, E – напряженность электрического поля, α – первый ионизационный коэффициент Таунсенда, β – коэффициент объемной рекомбинации, ϕ – потенциал, ρ, c_p, λ – соответственно плотность, теплоемкость и коэффициент теплопроводности газа. Начальное распределение потенциала находилось из решения уравнения Пуассона с нулевым объемным зарядом и разностью потенциалов на электродах равным напряжению на конденсаторе. Потенциал на катоде считали равным нулю, а на аноде приложенному напряжению (d -длина разрядного промежутка) с учетом падения напряжения на балластном резисторе:

$$\phi(0, y, t) = 0, \quad \phi(d, y, t) = V(t) - RI(t).$$

Граничные условия на электродах для заряженных частиц задавали исходя из того, что электроны испускаются катодом под действием падающего потока ионов $\Gamma_{+x}(0, y, t)$ с коэффициентом вторичной ион-электронной эмиссии γ , а анод вторичные электроны не испускает и концентрация ионов равна нулю:

$$\Gamma_{ex}(0, y, t) = -\gamma \Gamma_{+x}(0, y, t); \quad \frac{\partial n_e}{\partial y} \Big|_{y=d} = 0; \quad n_i = 0.$$

Заметим, что выбранные граничные условия для системы уравнений диффузионно-дрейфовой модели (1) являются приближенными. Отметим, что усложнение граничных условий, не оказывает существенного влияния на результаты расчетов.

Для решения системы уравнений (1) была составлена разностная схема. При этом сетка сгущалась близки катода и анода с размером ячейки у поверхности электродов в перпендикулярном направлении и составлял 1 мкм. Число ячеек между электродами составляло 300, а по радиусу равномерная сетка имела число ячеек 200. В расчетах предполагалось, что температура электронов во всем объеме промежутка одинакова и составляет $T_e = 1$ эВ, а давление успевает быстро выравниваться в области энерговыделения. Уравнение для температуры решалось с учетом конечного размера катода с параметрами теплопроводности, плотности и теплоемкости соответственно $\lambda = 20$ Вт/(м К), $\rho = 7800$ кг/м³, $C_p = 500$ Дж/(кг К). Нагрев происходит на уровне нескольких сотен градусов, что не приводит к значительному изменению параметров материала, из которого сделан катод, поэтому данные параметры можно считать постоянными.

Граничные условия на боковых границах были следующими:

$$\frac{\partial n_e}{\partial x} = \frac{\partial n_i}{\partial x} = \frac{\partial T}{\partial x}$$

На первом шаге решается уравнение для температуры явным методом, затем методом верхней поточечной релаксации решаются уравнения для заряженных частиц и напряженности электрического поля, пока относительная ошибка не превысит 10^{-6} .

Значения первого ионизационного коэффициента Таунсенда, температурная зависимость теплопроводности и теплоемкости имеют вид:

$$\alpha = 440 \cdot p \cdot \exp\left(-140 \left(\frac{p}{E}\right)^{1/2}\right) \text{ м}^{-1}, \quad \lambda = 0.152 \left(\frac{T}{T_0}\right)^{0.5} \text{ Вт/(м К)}, \quad C_p = 5200 \text{ Дж/(кг К)}.$$

Во всех расчетах второй коэффициент Таунсенда равен $\gamma = 0.1$ и коэффициент рекомбинации $\beta = 2 \cdot 10^{-13} \text{ м}^3/\text{с}$.

Коэффициент диффузии определялся из соотношения Эйнштейна $D_{e,i} = \frac{kT_{e,i}}{\mu_{e,i}e}$, где

подвижность выражается как $\mu_e = 86/p$; $\mu_i = 1.52/p \text{ (м}^2 \text{ В/с)}$, p - давление в торах.

По описанной выше расчетной модели был исследован процесс формирования импульсного объемного разряда в гелии в сантиметровом межэлектродном промежутке для амплитудных значений прикладываемого напряжения в диапазоне $U_0 = (4-15)$ кВ и давлении газа 1 атм.

Анализ результатов расчета показывает, что после приложения высоковольтного импульса напряжения на предварительно ионизированный газовый промежуток, электроны дрейфуют на анод, без существенного размножения, при этом вблизи катода образуется зона обедненная электронами (рис.1). Особенно это проявляется при низких полях. В частности, при $U_0 = 4$ кВ характерный размер обедненной зоны через время $t = 0,3$ мкс после приложения импульса напряжения составляет ≈ 8 мм. С увеличением амплитудного значения прикладываемого поля, размер этой зоны уменьшается.

Поскольку дрейфовая скорость ионов намного меньше скорости электронов, то это приводит к скоплению вблизи анода нескомпенсированного положительного заряда, усиливающего локально внешнее электрическое поле. Рост концентрации положительного пространственного заряда приводит к перемещению к катоду волны сильного электрического поля, в которой происходит ионизация и образуется новый участок плазменного канала, т.е. формируется в промежутке катодонаправленная волна ионизации (рис.2). На фронте волны ионизации интенсивно протекают ионизационные процессы. Слева от фронта скорость ионизации низка за счет малой концентрации электронов, а справа за счет относительно низкого значения поля.

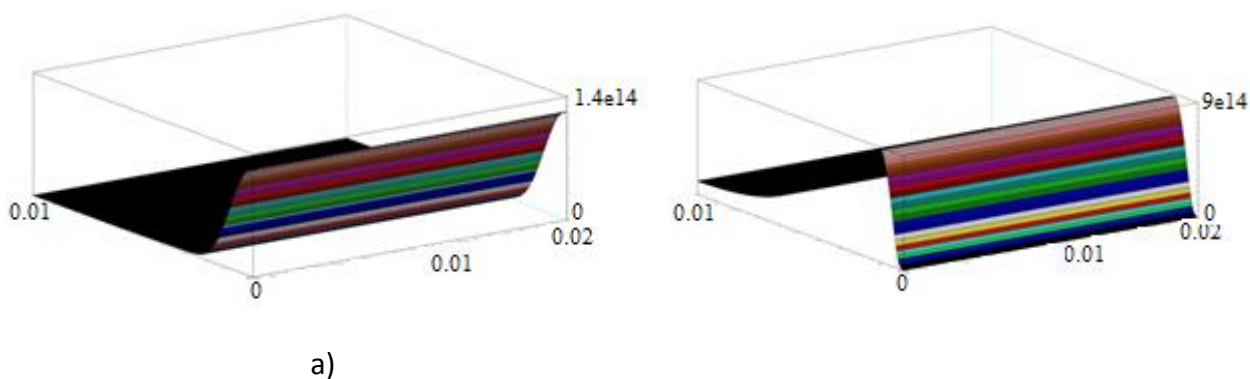
С приходом катодонаправленной волны ионизации (КВИ) к катоду происходит формирование прикатодного падения потенциала, а также формирование прианодного слоя (рис.3.). Скорость КВИ и соответствующее время формирования катодного слоя определяются во многом начальными условиями инициирования разряда. С увеличением величины прикладываемого поля, время формирования разряда уменьшается, увеличивается скорость волны ионизации, а уменьшение концентрации электронов предыонизации приводит к увлечению времени формирования разряда.

В разрядном промежутке наблюдается нагрев газа за счет упругих электрон-атомных столкновений. В частности, при $U_0=4$ кВ, неоднородность распределения температуры начинается через 65 мкс (время задержки формирования импульса напряжения составляет 65 мкс), при этом газ нагревается всего на 8 К, а дальше происходит наработка заряда, как следствие увеличивается ток и поле вблизи катода и происходит разогрев газа вблизи катода. Дальше, когда импульс напряжения упал до нуля (длительность импульса напряжения составляет 15 мкс при $U_0=4$ кВ) заряды начинают рекомбинировать и диффундировать - концентрации n_i и n_e уменьшаются и поле вместе с ними, но газ не успевает так быстро охладиться (он остывает только за счет теплопроводности, а характерные времена для этого процесса намного больше, чем для рекомбинации и диффузии зарядов), поэтому температура вблизи катода остается высокой достаточно долго. Максимальный нагрев газа при $U_0=4$ кВ составляет ≈ 150 К.

В работе нами было обнаружено, что в прикатодной области возникает поперечная неустойчивость вдоль электродов (рис.4), т.е. происходит расслаивание разряда на множество токовых нитей именно в прикатодной области. При этом, за время развития разряда эта неустойчивость не успевает развиваться в объеме промежутка. Причем чем меньше концентрация электронов предыонизации, тем больше количество токовых нитей. Однако при увеличении величины прикладываемого поля, количество токовых нитей уменьшается и не возникают при напряжениях $U_0=12$ кВ и выше.

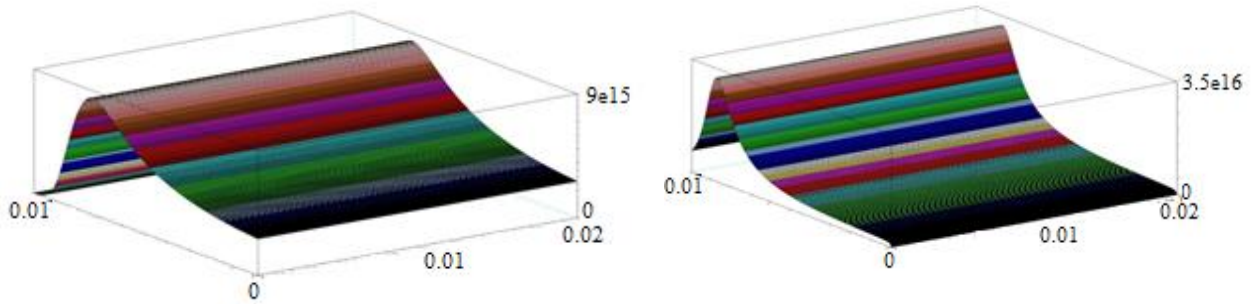
В области формирования токовой нити при $U_0=6$ кВ, величина напряженности поля достигает значения порядка 10^6 В/м (рис.5), а также наблюдаем нагрев газа (рис. 6). В частности, при $U_0=15$ кВ максимальный нагрев газа составляет 180 К.

Конечно, здесь мы не учли наличие на катоде микрон неоднородностей, которые могут привести к развитию неустойчивости в процессе формирования разряда.



б)

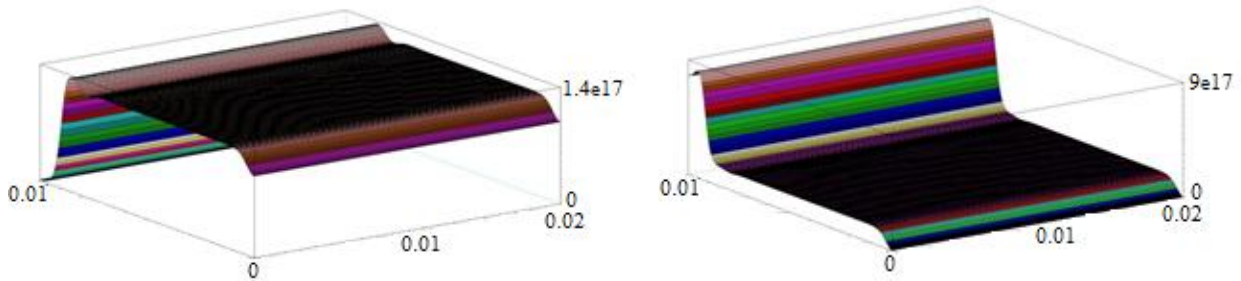
Рис.1. Характерные временные зависимости концентрации электронов (а) и ионов (б):
 $U_0=4$ кВ, $p=1$ атм, $n_0=10^{12} \text{ м}^{-3}$, $t=0,3$ мкс.



а)

б)

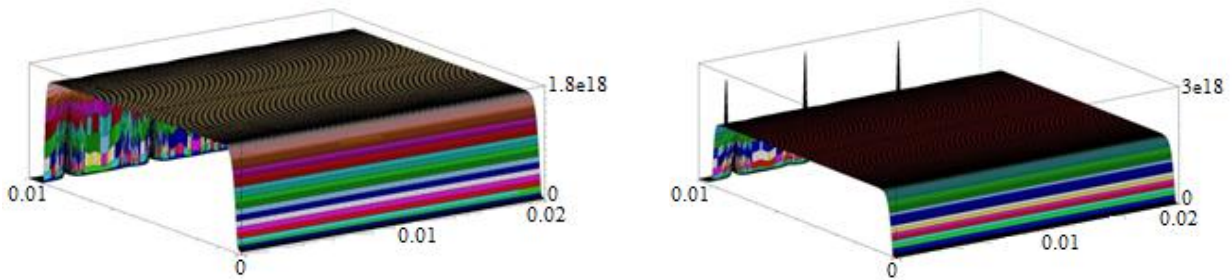
Рис.2. Характерные временные зависимости концентрации электронов (а) и ионов (б):
 $U_0=4$ кВ, $p=1$ атм, $n_0=10^{12} \text{ м}^{-3}$, $t=15,39$ мкс.



а)

б)

Рис.3. Характерные временные зависимости концентрации электронов (а) и ионов (б):
 $U_0=4$ кВ, $p=1$ атм, $n_0=10^{12} \text{ м}^{-3}$, $t=64,68$ мкс.



а)

б)

Рис.4. Характерные распределения концентрации электронов (а) и ионов (б):
 $U_0=4$ кВ, $p=1$ атм, $n_0=10^{12} \text{ м}^{-3}$, $t=83,37$ мкс.

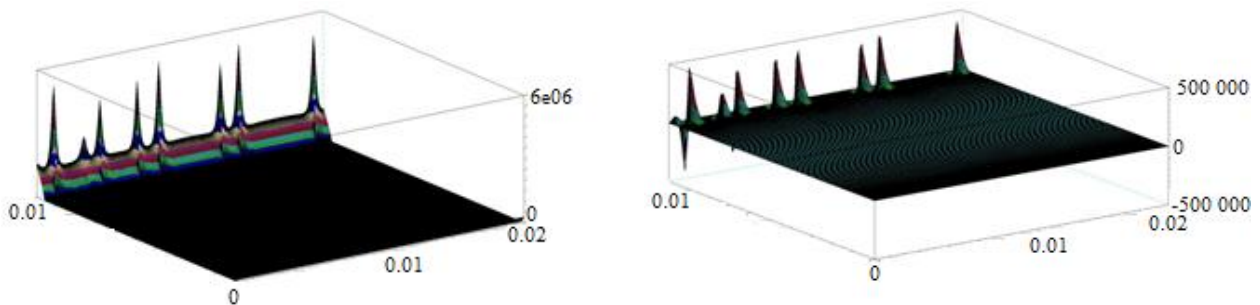


Рис.5. Характерное распределение электрического поля в промежутке: а - вдоль $E(x)$; б - поперек электродов $E(r)$ ($U_0=6\text{кВ}$, $n_0=10^{10}\text{м}^{-3}$, $p=1\text{атм}$, $t=17,1\text{мкс}$).

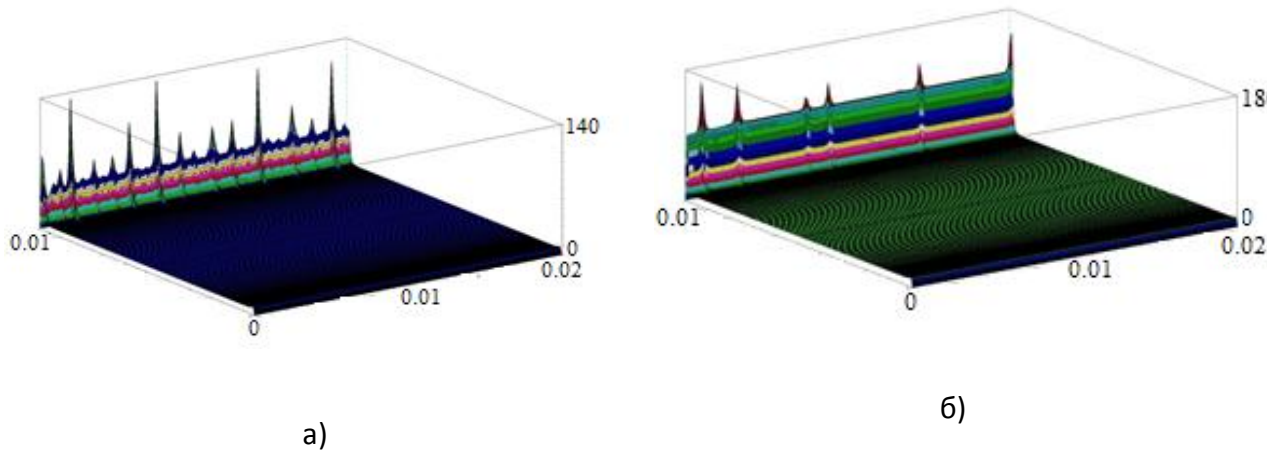


Рис.6. Характерные распределения температуры газа в разрядном промежутке: а - $U_0=4\text{кВ}$, $t=80,7\text{мкс}$; б - $U_0=6\text{кВ}$, $11,01\text{мкс}$ ($n_0=10^{12}\text{м}^{-3}$, $p=1\text{атм}$).

С целью учета шероховатости электродов были выполнены специальные расчеты. Для чего на поверхности катода на расстоянии 1 см от оси электродов задавался прямоугольный выступ с высотой 10 мкм и шириной 100 мкм. Поскольку мы имеем 2D-осесимметричную задачу, то в данном случае выступ представляет собой кольцо радиусом 1 см, высотой 10 мкм и толщиной 100 мкм.

В этом случае анализ полученных результатов расчета показывает, что пока волна ионизации не достигла катода, роль микронеоднородности не существенна (рис.7.). С достижением волны ионизации катода - резко возрастает поле вблизи острия и начинает развиваться неустойчивость (рис.8), приводящая к резкому спаду напряжения на промежутке. По мере спада напряжения на конденсаторе наблюдается неустойчивость, которая развивается от оси электродов в обе стороны от катода (развивается возмущение с центра катода и движется вдоль катода в сторону периферии). При этом навстречу от микронеоднородности к центру катода также начинает распространяться неустойчивость.

При анализе ВАХ была замечена немонотонность (обозначена эллипсом на ВАХ, рис.9). Возможно, наличие микронеоднородностей на катоде и приводит к немонотонностям на ВАХ при резком подъеме тока, что и наблюдается в эксперименте (без учета неровностей, мы такое не наблюдали).

При расчетах в работе была также решена задача, когда на поверхности катода задавались три микронеоднородности. Размеры микронеоднородностей: высота 10 мкм, длина 100 мкм. Располагались они на расстояниях 0,5 см, 1,0 см и 1,5 см от центра катода. Задача 2D осесимметричная, поэтому микронеоднородности - концентрические кольца с соответствующими радиусами.

Принципиально по концентрациям ничего не изменилось. Как и в случае одной микронеоднородности - распространялась волна ионизации, доходила до катода и там возникали три пика на микронеоднородностях. Что касается ВАХ, то немонотонность на подъеме выражена более ярко чем с одной микронеоднородностью при $U_0=6\text{кВ}$. По крайней мере есть предпосылки говорить о том, что немонотонность на экспериментальной ВАХ при росте тока обусловлена микронеоднородностями на поверхности электродов.

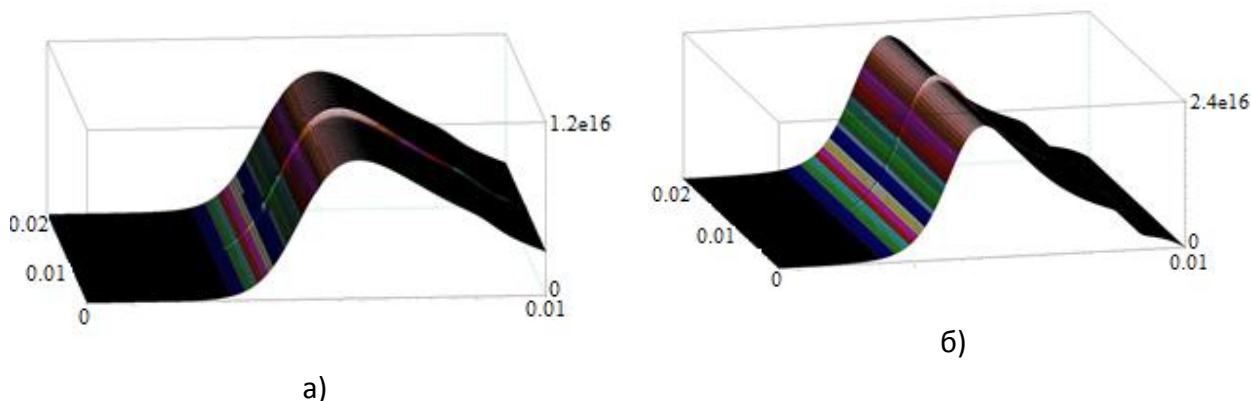


Рис.7. Характерные распределения концентрации электронов (а) и ионов (б) с одной микронеоднородностью: $U_0=6\text{кВ}$, $p=1\text{атм}$, $n_0=10^{10}\text{м}^{-3}$, $t=2,25\text{мкс}$.

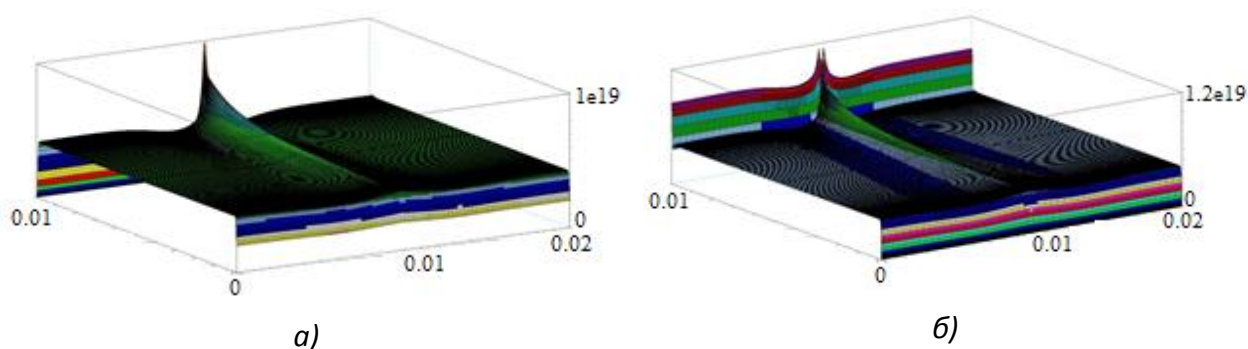


Рис.8. Характерные распределения концентрации электронов (а) и ионов (б) с одной микронеоднородностью: $U_0=6\text{кВ}$, $p=1\text{атм}$, $n_0=10^{10}\text{м}^{-3}$, $t=2,58\text{мкс}$.

Интересный оказались также результаты анализа ВАХ при $U_0=15\text{кВ}$. Здесь отсутствует немонотонность при росте тока. Однако, появилась немонотонность тока при спаде, чего раньше не наблюдалась.

Следующим важным результатом, полученным в ходе численного эксперимента, является отсутствие неустойчивости в катодном слое при полях $U_0=15\text{кВ}$, т.е. нет контракции, разряд горит однородно и диффузно. Действительно, ранее выполненные экспериментальные исследования пространственно-временных картин формирования разряда показали, что при $U_0=15\text{кВ}$ в промежутке формируется сильнооточный диффузный разряд, в котором контракция практически отсутствует [6-7]. При этом ток разряда после первоначального спада до некоторой величины, выходит на квазиплато (очень медленный спад). Разность потенциалов между электродами в некоторый момент времени падает (из-за большого тока), потом по мере спада тока напряжение возрастает. Данное обстоятельство связано с тем, что при большом токе все напряжение падает на балластном резисторе. По мере уменьшения тока (роста сопротивления разрядного промежутка) напряжение увеличивается (осцилляции), потом монотонно опять падает.

На рисунках, приведенных ниже температура в Кельвинах, концентрации электронов и ионов в м^{-3} , размеры по осям указаны в метрах.

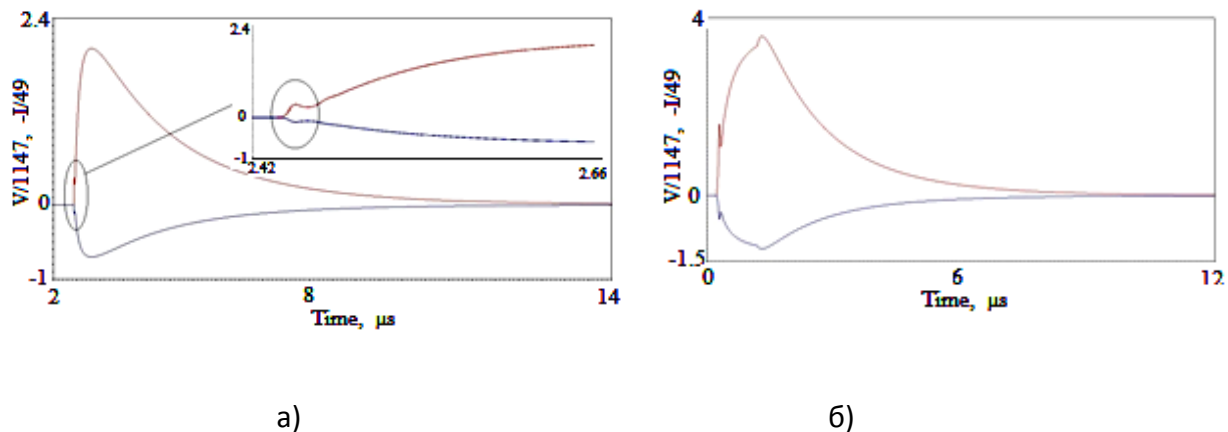


Рис.9. Вольтамперные характеристики разряда:
 а) $U_0 = 6 \text{ кВ}$, $n_0 = 10^{12} \text{ м}^{-3}$ (одна микронеоднородность на катоде);
 б) $U_0 = 8 \text{ кВ}$, $n_0 = 10^{12} \text{ м}^{-3}$ (три микронеоднородности на катоде).

Работа выполнена при финансовой поддержке базовой части госзадания Минобрнауки России в сфере научной деятельности по заданию № 2014/33, проект № 2644.

Литература

- Осипов В.В. Самостоятельный объемный разряд//УФН. 2000.Т.170.№3. С.225-245.
- Kurbanismailov, V.S., Peculiarities of formation and development of initial stages of an impulse breakdown in argon /Kurbanismailov, V.S., Omarov, O.A., Ragimkhanov, G.B., Gadzhiev, M.K., Bairkhanova, M.G., Kattaa, A.J. //Plasma Physics Reports . 2011.Vol. 37. Is. 13. P.1166-1172.
- Kurbanismailov, V.S., Expansion of the cathode spot and generation of shock waves in the plasma of a volume discharge in atmospheric-pressure helium /Omarov, O.A., Kurbanismailov, V.S., Arslanbekov, M.A., Gadzhiev, M.K., Ragimkhanov, G.B., Al-Shatravi, A.J.G. //Plasma Physics Reports. 2012. Vol. 38.Is.1.P.22-28.
- Курбанисмаилов В.С. [Особенности формирования ионизационных волн на начальных стадиях импульсного пробоя в инертных газах высокого давления](#) /Курбанисмаилов В.С., Омаров О.А., Рагимханов Г.Б., Курбанисмаилов М.В. //Успехи прикладной физики. 2013. Т.1.№ 6. С.712-718.
- Базелян Э.М., Райзер Ю.П. Физика молнии и молнезащиты. М.: Физматлит, 2001. 320 с.
- Курбанисмаилов В.С., О.А. Омаров, Г.Б. Рагимханов, Абакарова Х.М. Али Рафид Аббас Али Сильноточный диффузный разряд в аргоне. //Прикладная физика. 2015. №2. С.63-67.
- Курбанисмаилов В.С., О.А. Омаров, Г.Б. Рагимханов, Абакарова Х.М., Али Рафид Аббас Али Импульсный объемный разряд в гелии при высоких перенапряжениях. //Успехи прикладной физики. 2015. Т.3. №2. С.154-161.

ДИНАМИКА ЗАРЯДКИ ЧАСТИЦЫ МИКРОННОГО РАЗМЕРА В НЕОДНОРОДНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ КОРОННОГО РАЗРЯДА

Д.С. Лапицкий, В.С. Филинов, Л.М. Василяк

Объединенный институт высоких температур Российской академии наук, Ижорская улица, 13 строение 2, Москва, 125412, Россия.

Коронный разряд обычно описывается в рамках теории Таусенда-Роговского [1]. Одним из недостатков этой теории является невозможность описания перехода коронного разряда в искровой разряд.

В данной работе разработана более адекватная модель расчета параметров коронного разряда в цилиндрической геометрии и проведены исследования динамики зарядки частицы при ее движении в неоднородном электрическом поле коронного разряда в газовой среде. Проведенное исследование позволяет также сформулировать условия захвата заряженных частиц ловушкой [2-5].

Модель стационарного коронного разряда. Рассмотрим модель, учитывающую основные физические процессы. Решение проводилось для цилиндрической системы с центральной осевой симметрией. Радиус коронирующего электрода брался $r_e = 0.1$ мм, радиус внешней обкладки $R_e = 1$ см. Для определения параметров коронного разряда рассматривалась плазма аргона, как наиболее простая среда для расчета перечисленных параметров. В расчете введено допущение $T_a = T_i \neq T_e$, где T_a – температура атомов, T_i – температура ионов, T_e – температура электронов. Давление среды складывается из вкладов:

$$P = k_b [(n_a + n_i)T_a + n_e T_e],$$

где n_a , n_i , n_e – концентрации нейтральных атомов, ионов и электронов соответственно, k_b – постоянная Больцмана, давление $P = 1$ атм. И $T_a = T_i = 300$ К. В рассматриваемых процессах протекания коронного разряда пренебрегалось диффузией, наличием молекулярных ионов, частиц пыли и трехчастичной рекомбинацией. Коэффициенты подвижности для электронов и ионов считались постоянными $\mu = \text{const}$. Распределения концентраций электронов n_e и однократно заряженных атомарных ионов n_i по радиусу системы определены из совместного решения уравнений баланса числа частиц с соответствующими граничными условиями. Стационарные уравнения баланса электронов и ионов в пренебрежении диффузией, имеют вид [1,6-8]: $\frac{d}{dr} q_e \mu_e n_e r E = k_i n_e$, $\frac{d}{dr} q_i \mu_i n_i r E = k_i n_e$, где k_i – частота ионизации электронным ударом, который после усреднения по функции распределения Максвелла для электронов, может быть записан в виде [1,6-8]

$k_i = n_a e (I + 2k_B T_e) \alpha_i \sqrt{(8k_B T_e / \pi m_e)} e^{-eI/k_B T_e}$, где для аргона $\alpha_i = 1.25 \cdot 10^{-2} \text{ м}^2/\text{Дж}$, I – потенциал ионизации, $k_B T_e = \frac{\sqrt{m_a/18m_e} e E}{Q_{ea} n_a}$, Q_{ea} – сечение столкновений электронов в атомами аргона, m_a и m_e массы атома аргона и электрона соответственно.

Распределение электростатического потенциала определялось из решения уравнения Пуассона $\frac{d}{dr} r E = e(n_i - n_e)/\epsilon_0$, где ϵ_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума.

Используя уравнение непрерывности для электрического тока $\frac{d}{dr} r j = 0$, где $j = (e\mu_i n_i + e\mu_e n_e)E$, и уравнение сохранения полного тока J на единицу длины цилиндрической разрядной камеры ($2\pi r j = J = \text{const}$), концентрация ионов выражается через полный ток J и концентрацию электронов $n_i = \frac{J}{2\pi e r \mu_i E} - \frac{n_e \mu_e}{\mu_i}$. Уравнение Пуассона с точностью до члена $\frac{\mu_e}{\mu_i} \gg 1$, можно представить в форме

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} r E = \left(\frac{J}{2\pi \mu_i r E} - \frac{e n_e \mu_e}{\mu_i} \right) / \epsilon_0$$

Стационарные уравнения баланса электронов имеет вид:

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} q_e \mu_e r E = n_a n_e \alpha_i e I \sqrt{8k_B T_e / \pi m_e} e^{-\frac{eI}{k_B T_e}}$$

Для нахождения распределений четырех величин $n_a(r)$, $n_i(r)$, $E(r)$, $n_e(r)$ были использованы следующие граничные условия: $n_e(r_e) = j/e\mu_e E_c$ (условие размножение электронов и существования стационарного коронного разряда); $E(r = r_e) = E_{cr}$ (E_{cr} – критическая напряженность электрического поля на коронирующем электроде), $eE_{cr} l_e = I_{eff}$, ($l_e = Q_{ea} n_a$ – длина свободного пробега электрона, I_{eff} – эффективный потенциал ионизации, учитывающий наличие различных элементов в рабочем газе и затрат энергии на возбуждение атомов и ионов); потенциал задавался, а полный ток на единицу длины

цилиндрической разрядной камеры, является собственным значением задачи и находится из граничных условий, как функция потенциала на электроде V.

Результаты расчетов параметров коронного разряда. Для аргона при нормальных условиях сечение столкновений $Q_{ea} = 1.6 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$ [1]. Концентрация частиц составила $n_a = 2,4 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, $E_{cr} = 6.109 \text{ кВ/см}$, потенциал ионизации $I = 15.8 \text{ эВ}$. Подвижность ионов бралась $\mu_i = 1.6 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ [1,6], электронов $\mu_e = 0,043 \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ [1]. Полный ток на единицу длины варьировался в интервале $J = 1.2 - 3.2 \text{ мА/м}$.

Дифференциальные уравнения решались методом Рунге-Кутты. Для проверки корректности модели коронного разряда проведено сравнение расчетных данных с аналитическим выражением распределения электрического поля. Сравнение результатов, представленных на рис. 1а, демонстрирует хорошее согласие расчетов с аналитическим распределением электрического поля [6-8]:

$$E(r) = \sqrt{\frac{J}{2\pi\epsilon_0\mu_i} + \left(\frac{E_0 r_0}{r}\right)^2} \quad (9)$$

Соответствующие рассчитанные распределения концентраций электронов и ионов в зависимости от расстояния до коронирующего электрода представлены на рис. 1б и 1в.

Динамика зарядки частицы в неоднородном электрическом поле. С течением времени при удалении частицы от электрода заряд частицы постепенно возрастает, в то время как напряженность поля электрода уменьшается (рис. 1). Сложная динамика зарядки частиц описывается уравнением [7]:

$$\frac{dq(t)}{dt} = \frac{en_i\mu_i\pi}{4\pi\epsilon_0q_m}(q(t) - q_m)^2 \quad (1)$$

где q_m – предельное значение заряда $q_m = 12\pi\epsilon_0 r_p^2 E_{cr}$, r_p – радиус частицы. Интегрирование (1) дает возможность определить величину заряда частицы в момент

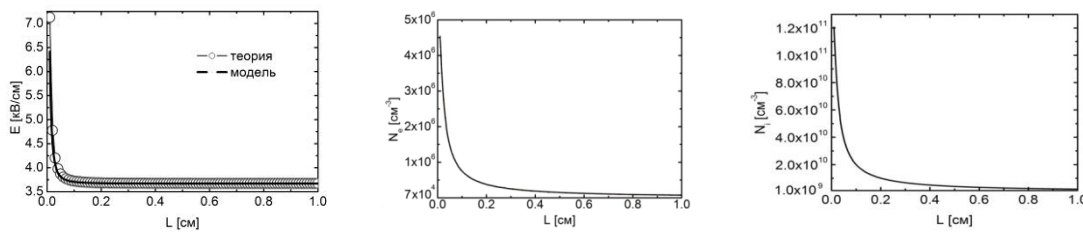


Рис. 1. Радиальные распределения в зависимости от расстояния L до электрода: напряженность электрического поля (левая панель); б) концентрация электронов (центральная панель); в) концентрация ионов (правая панель).
времени $t + \Delta t$, зная ее текущее положение и значение заряда $Q(t)$:

$$Q(t + \Delta t) = A(r) + \frac{Q(t) - A(r)}{1 - \frac{e \left(\frac{J}{2\pi\epsilon_0\mu_i E(r)} - n_e(r) \frac{\mu_e}{\mu_i} \right) \mu_i}{16\pi\epsilon_0^2 r_p^2 E(r) \left(1 + 2 \frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} \right)} \Delta t (Q(t) + A(r))}, \quad (2)$$

где $A(r) = 4\pi\epsilon_0 r_p^2 E(r) \left(1 + 2 \frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} \right)$, t – текущий момент времени, r – текущее расстояние частицы от центральной оси коронирующего электрода, r_p – радиус частицы, $n_e(r)$ – концентрация электронов на расстоянии x от центральной оси электрода, $E(r)$ – напряженность поля на расстоянии x от центральной оси электрода, ϵ – диэлектрическая проницаемость материала пылевой частицы. Здесь предполагается, что за время Δt изменение напряженности электрического поля мало и им можно пренебречь. В каждый момент времени Δt частица приобретает дополнительный заряд $\Delta Q = Q(t + \Delta t) - Q(t)$. Движении частицы описывалось уравнением Ньютона с отталкивающей от электрода

кулоновской силой и силой Стокса: $F(x, t) = Q(t)E(x) - 6\pi\eta r_p v_p(t)$, где η - динамическая вязкость среды, $\eta = 17.2 \text{ мкПа}\cdot\text{с}$, $v_p(t)$ - текущая скорость частицы. При моделировании предполагалось, что частица радиуса $r_p = 1 \text{ мкм}$ и плотностью $\rho = 0.38 \text{ кг/м}^3$, имеет нулевую начальную скорость и нулевой заряд $Q(0) = 0 \text{ Кл}$. Частица начинает движение с в радиальном направлении под действием поля коронного разряда. Начальное положение частицы выбиралось на различных расстояниях L_0 от центрального электрода (на рис. 2, 3: 1 - $L_0 = 0.05 \text{ см}$; 2 - $L_0 = 0.1 \text{ см}$; 3 - $L_0 = 0.3 \text{ см}$; 4 - $L_0 = 0.5 \text{ см}$; 5 - $L_0 = 0.7 \text{ см}$; 6 - $L_0 = 0.9 \text{ см}$). На рис. 2 представлена динамика зарядки частицы в поле коронного разряда в зависимости от времени и расстояния от электрода. При удалении от коронирующего электрода напряженность поля и плотность ионов падает, из-за чего зарядка частиц происходит медленнее. Как следует из рис. 2 частица за времена $t \sim 10^{-3} \text{ с}$. приобретает практически максимальный заряд q_m [7], при этом за данные времена пролетает в вязкой среде расстояния $l \sim 0.5 \text{ мм}$. На рис. 3 представлена динамика движения частицы в поле коронирующего электрода для различных начальных расстояний L_0 от электрода. Линейная зависимость на рис. 3 объясняется диссипацией энергии частицы, приобретаемой за счет отталкивания от коронирующего электрода. Пренебрежение диссипацией приводит к увеличению средней скорости движения частицы.

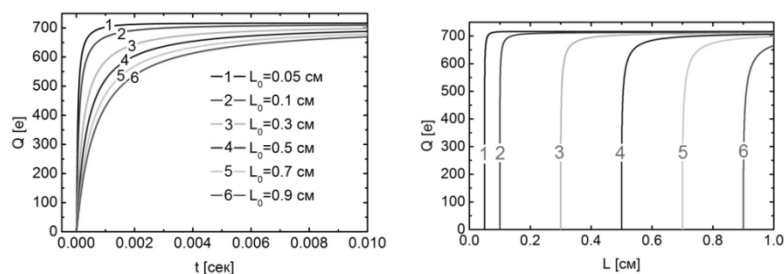


Рис. 2. Динамические траектория частицы на плоскости заряд – время (левая панель) и заряд – начальное расстояния до коронирующего электрода L_0 (правая панель) при ее движении в электрическом поле коронного разряда.

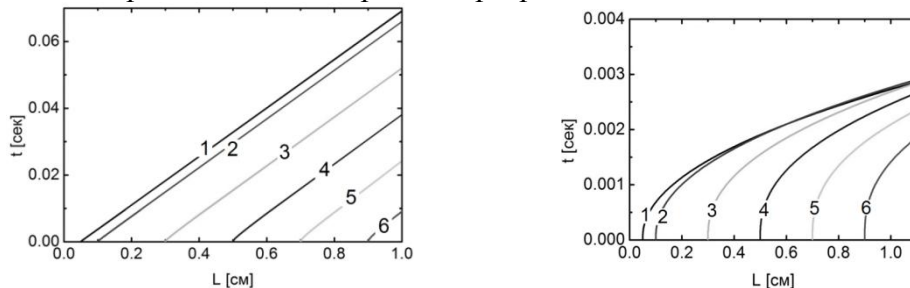


Рис. 3. Влияние вязкости на траектории движения частицы при различных начальных расстояниях L_0 частицы от электрода ($\eta=0$ левая и $\eta=17.2 \text{ мкПа}\cdot\text{с}$ правая панели).

Выводы. Проведено исследование процессов зарядки частиц в коронном разряде. Частица микронного размера приобретает максимальный заряд за времена порядка 10^{-3} с и за это время пролетает в вязкой среде расстояние $\sim 0.5 \text{ см}$. За эти времена частица ускоряется до скоростей $\sim 15\text{-}20 \text{ см/с}$. Авторы статьи выражают благодарность О.А. Синкевичу за полезные обсуждения работы и ценные замечания. Работа выполнена при финансовой поддержке Программы фундаментальных исследований Президиума РАН № I.13П «Теплофизика высоких плотностей энергии».

Литература

1.Н.А. Капцов, Физика электрических разрядов в газах за тридцать лет в СССР//

УФН–1948– Т. 35, вып. 3. С. 329

2. L. G. D'yachkov, Coulomb Clusters in Harmonic Traps//Technical Physics Letters–2015–V. 41, P.602

3. L. G. D'yachkov, A simple analytical model of the Coulomb cluster in a cylindrical symmetry parabolic trap//High Temperature–2015–V.53, P. 613

4. D. I. Zhukhovitskii, Dust acoustic waves in three-dimensional complex plasmas with a similarity property//Physical Review E. – 2015. – Т. 92, С. 023108

5. D. I. Zhukhovitskii, O. F Petrov, T. W. Hyde, G. Herdrich, R. L aufer, M. Dropmann, and L. S. Matthews, Electrical conductivity of the thermal dusty plasma under the conditions of a hybrid plasma environment simulation facility//New Journal of Physics–2015–V.17(5), P.053041

6.Ю.П Райзер. Физика газового разряда. Наука. 1987.

7.И. Мак-Даниель, Процессы столкновений в ионизованных газах. МИР. 1964.

8.И.П. Верещагин, В.И. Левитов, Г.З. Мирзабекян, М.М. Пашин, Основы электрогазодинамики дисперсных систем. «Энергия». 1974.

МОДЕЛИРОВАНИЕ КВАНТОВЫХ СИСТЕМ В ФАЗОВОМ ПРОСТРАНСТВЕ

А.С.Ларкин, В.С.Филинов

*Объединенный институт высоких температур Российской академии наук,
Ижорская улица, 13 строение 2, Москва, 125412, Россия.*

Компьютерное моделирование является одним из главных инструментов в современной квантовой статистической физике. Более того, численный эксперимент позволяет количественно предсказывать свойства веществ в экстремальных состояниях, трудно достижимых экспериментально [1].

Одними из наиболее распространённых численных методов в квантовой статистической термодинамике являются квантовые методы Монте-Карло (path integral Monte Carlo methods - PIMC), основанные на представлении физических величин в виде интегралов по путям (винеровские и фейнмановские интегралы) [2]. Эти методы применяются для расчёта термодинамических свойств жидкого гелия [3], плотной водородной плазмы [4], электронно-дырочного "газа" [5], кварк-глюонной плазмы [6] и других систем.

Однако возможен другой подход, основанный на использовании квантовой функции Вигнера в фазовом пространстве [7,8], которая во многом аналогична функции распределения в классической статистической физике и является по сути вещественным (p, x) - представлением матрицы плотности. Кроме того, вигнеровский формализм открывает путь к расчёту переносных свойств веществ [6]. Несмотря на эти преимущества, до сих пор, по-видимому, не было работ, где бы предлагался метод вычисления функции Вигнера при конечных температурах. Исследовались только чистые квантовые состояния [9].

В данной работе предлагается новый подход (Wig-PIMC) к расчёту функции Вигнера квантовомеханической системы частиц при конечной температуре в каноническом ансамбле, для чего получено ее новое представление в виде интеграла по траекториям. Развитый подход с помощью метода Моне-Карло позволяет вычислять термодинамические величины, саму функцию Вигнера и даже волновую функцию основного состояния. Разработанный формализм был протестирован и продемонстрировал хорошую точность расчетов. Кроме того, развитый метод позволяет вычислять термодинамические средние произвольных операторов, чего нельзя сделать с помощью традиционных методов PIMC.

Рассмотрим основные идеи построения функции Вигнера в каноническом ансамбле, для простоты изложения ограничиваясь одномерной системой, состоящей из одной частицы во внешнем поле:

$$W(p, x, \beta) = Z(\beta)^{-1} \int d\xi \exp(ip\xi/\hbar) \langle x - \xi/2 | \exp(-\beta\hat{H}) | x + \xi/2 \rangle. \quad (1)$$

Здесь $\hat{H} = \hat{K} + \hat{V}$ гамильтониан системы, β - обратная температура, $\hat{K}$ и $\hat{V}$ операторы кинетической и потенциальной энергии соответственно, $Z(\beta)$ - статистическая сумма. Поскольку операторы кинетической и потенциальной энергии, входящие в гамильтониан, некоммутативны, точно вычислить функцию Вигнера аналитически в общем случае невозможно. Однако можно записать её в виде континуального интеграла аналогично тому, как это делается для статистической суммы [10]. Представим статистический оператор $\exp(-\beta\hat{H})$ в виде произведения большого числа M высокотемпературных операторов $\exp(-\varepsilon\hat{H})$, в которых $\varepsilon = \beta/M$. Тогда функция Вигнера может быть записана как многократный интеграл от произведения высокотемпературных матриц плотности.

$$W(p, x, \beta) = Z(\beta)^{-1} \int d\xi \exp(ip\xi/\hbar) \int dx_1 \dots \int dx_{M-1} \prod_{m=0}^{M-1} \langle x_m | \exp(-\varepsilon\hat{H}) | x_{m+1} \rangle \Big|_{x_0=x-\xi/2, x_M=x+\xi/2} \quad (2)$$

При $\varepsilon \rightarrow 0$ высокотемпературная матрица плотности может быть легко вычислена [2], и выражение (2) принимает вид:

$$W(p, x, \beta) = \frac{C(M)}{Z(\beta)} \int \frac{d\xi}{\lambda} \int \frac{dx_1}{\lambda} \dots \int \frac{dx_{M-1}}{\lambda} \exp \left\{ \frac{ip\xi}{\hbar} - \frac{\pi\xi^2}{\lambda^2} - \frac{1}{M} \sum_{m=0}^{M-1} \left[\frac{M^2 \pi (x_{m+1} - x_m)^2}{\lambda^2} + \beta V(x_m - \frac{\xi}{2} (\frac{1}{2} - \varepsilon m)) \right] \right\} \quad (3)$$

где $\lambda = \sqrt{2\pi\hbar^2\beta/m}$ - тепловая длина волны, $C(M)$ - множитель, зависящий только от M . При $\varepsilon \rightarrow 0$ выражение (3) переходит в новое точное представление функции Вигнера через континуальный интеграл.

Далее, воспользовавшись локальным гармоническим приближением для произвольного потенциала $V(x)$, можно аналитически взять интеграл по ξ и получить выражение для функции Вигнера, удобное для расчетов методом Монте-Карло:

$$W(p, x, \beta) = Z(\beta)^{-1} \int_{z(0)=z(\tau)=0} Dz(\tau) \chi[x, z] \exp \left\{ -\frac{\beta p^2}{2m} \chi^2[x, z] - \pi L[x, z] + \pi \chi^2[x, z] J^2[x, z] \right\} \quad (4)$$

$$* 2 \cos \left(\frac{p\lambda}{\hbar} \chi^2[x, z] J^2[x, z] \right)$$

Здесь символ $Dz(\tau)$ обозначает интегрирование по всевозможным траекториям, начинающимся и заканчивающимся в нуле. Сами траектории $z(\tau)$ обезразмерены тепловой длиной волны. Функционалы от этих траекторий L, J, χ равны:

$$L[x, \tau] = \int_0^1 d\tau \left[\dot{z}^2(\tau) + \frac{\beta}{\pi} V(x + \lambda z(\tau)) \right]$$

$$J[x, \tau] = \frac{\beta\lambda}{2\pi} \int_0^1 d\tau \left(\tau - \frac{1}{2} \right) V'(x + \lambda z(\tau)) \quad (5).$$

$$\chi[x, \tau] = \left[1 + \frac{\beta\lambda^2}{2\pi} \int_0^1 d\tau \left(\tau - \frac{1}{2} \right)^2 V''(x + \lambda z(\tau)) \right]^{-1/2}$$

Для численного расчёта функции Вигнера фазовое пространство разбивается на одинаковые прямоугольные ячейки со сторонами Δp и Δx вдоль оси импульса и

координаты соответственно. Далее с помощью алгоритма Метрополиса строится последовательность случайных точек $(p, x, z_1, \dots, z_{M-1})$, распределённых с плотностью вероятности, равной экспоненте в (4). Каждая точка имеет вес, равный произведению косинуса и функционала χ . Веса всех случайных точек $(p, x, z_1, \dots, z_{M-1})$ в каждой ячейке (p, x) суммируются, и в результате получается ненормированная функция Вигнера. Если затем просуммировать вклады всех ячеек с разными p , но одинаковыми координатами x , то получится ненормированная функция распределения по координате $W_x(x, \beta) \sim \int \frac{dp}{2\pi\hbar} W(x, p, \beta)$, то есть диагональный элемент матрицы плотности в x -представлении. Аналогично вычисляется диагональный элемент матрицы плотности в импульсном представлении.

С помощью функции Вигнера можно вычислить волновую функцию основного состояния квантовомеханической системы, не решая уравнение Шрёдингера. Поскольку при абсолютном нуле температуры система находится в основном состоянии $|\Psi_0\rangle$ с энергией $|E_0\rangle$, то в пределе $\beta \rightarrow \infty$ $W(p, x, \beta)$ переходит в функцию Вигнера чистого ансамбля основного состояния $W_0(p, x)$. Положительная плотность вероятности $W(x, \beta)$ в этом случае стремится к $|\Psi_0(x)|^2$. Волновая функция $\Psi_0(x)$ может быть найдена из функции распределения по координате в пределе низких температур как $\Psi_0 = \sqrt{W_x(x, \beta)}|_{\beta \rightarrow \infty}$. Практически достаточно провести вычисления при конечной температуре, малой по сравнению с энергией перехода в первое возбуждённое состояние. В качестве примера рассмотрим частицу с массой m в одномерном степенном потенциале четвёртого порядка параметрами ω и c :

$$V_{2-4}(x) = \frac{m\omega^2 x^2}{2} + cx^4, \quad (7)$$

При $c = 0$ потенциал описывает гармонический осциллятор. В то же время при отличном от нуля c осциллятор ангармонический, что удобно для численной проверки справедливости гармонического приближения. На рис.1 (слева) представлен потенциал $V_{2-4}(x)$ при различных значениях коэффициента c . Линия 1 соответствует $c = 0$, то есть гармоническому осциллятору. Линии 2, 3 и 4 отвечают значениям c равным $m^2\omega^3/6\hbar$, $m^2\omega^3/2\hbar$ и $8m^2\omega^3/3\hbar$. В последних двух случаях для расстояний, больших чем $0.5\sqrt{\hbar/m\omega}$, ангармонизм очень велик, и влияние квадратичного слагаемого в (7) пренебрежимо мало по сравнению со слагаемым четвёртой степени.

На рис.1 (справа) представлены волновые функции основного состояния $\Psi_0(x)$ для потенциала $V_{2-4}(x)$ при указанных значениях параметра c . Сплошные линии соответствуют результатам расчёта развитым методом Wig-PIMC, пунктирные линии построены в результате численного решения уравнения Шрёдингера. Предлагаемый метод Монте-Карло демонстрирует хорошую точность. Обратим внимание, что на "крыльях" волновой функции при расчётах методом Wig-PIMC имеется небольшой статистический шум. Оказывается, что при понижении температуры этот шум возрастает (в то время как форма волновой функции не меняется).

Данная инновационная работа выполнена при финансовой поддержке Программы фундаментальных исследований Президиума РАН № I.13П «Теплофизика высоких плотностей энергии».

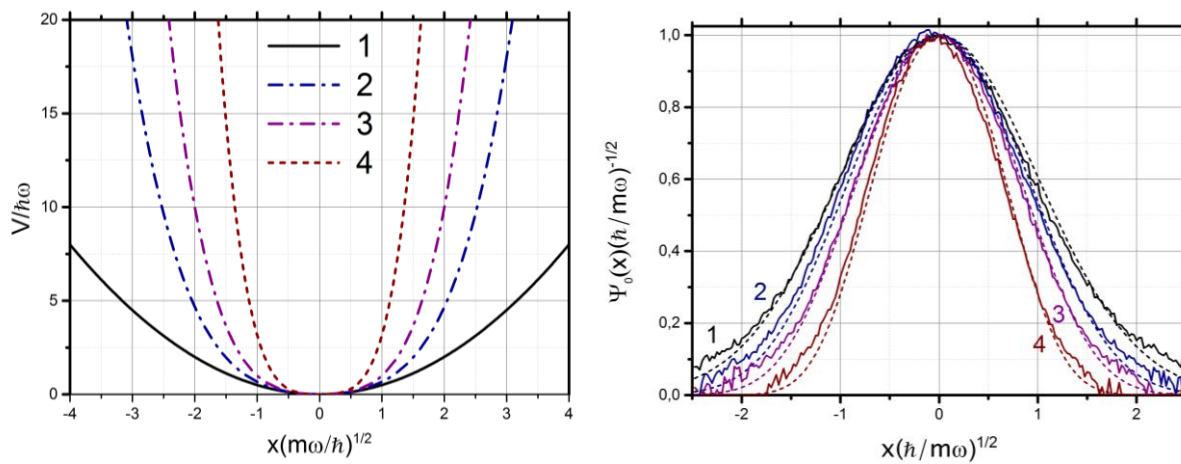


Рис.1 Степенной потенциал $V_{2-4}(x)$ при различных значениях коэффициента c (левая панель): 1 соответствует $c = 0$, 2 - $c = m^2 \omega^3 / 6\hbar$, 3 - $c = m^2 \omega^3 / 2\hbar$, 4 - $c = 8m^2 \omega^3 / 3\hbar$.

Волновые функции основного состояния ангармонического осциллятора с потенциальной энергией $V_{2-4}(x)$ при $c = 0$ (1), $c = m^2 \omega^3 / 6\hbar$ (2), $c = m^2 \omega^3 / 2\hbar$ (3) и $c = 8m^2 \omega^3 / 3\hbar$ (4) (правая панель). Сплошные линии - расчёт методом Wig-PIMC, пунктирные линии - результат численного решения уравнения Шрёдингера.

Литература

- [1] V.E. Fortov, Extreme States of Matter: On Earth and in the Cosmos. //Springer, 2011.
- [2] R. P. Feynman, and A. R. Hibbs, Quantum Mechanics and Path Integrals. //NY. McGraw-Hill, 1965.
- [3] D.M. Ceperley, Path integrals in the theory of condensed helium. // Rev. Mod. Phys. - 1995. - №67(2). - 279.
- [4] V.S. Filinov, V.E. Fortov, M. Bonitz and P.R. Levashov, Phase transition in strongly degenerate hydrogen plasma. // JETP Letters. - 2001. - Vol.74(7). - P.422.
- [5] V.S. Filinov, H. Fehske, M. Bonitz, V.E. Fortov and P.R. Levashov, Coulomb crystal and quantum melting in electron-hole plasmas under high pressure. // physica status solidi (b). - 2007. - Vol.244(1). - P.474-479.
- [6] V.S. Filinov, Yu.B. Ivanov, V.E. Fortov, M. Bonitz and P.R. Levashov, Color path integral Monte-Carlo simulations of quark-gluon plasma: Thermodynamic and transport properties. // Phys. Rev. - 2013. - C87
- [7] E. Wigner, On the Quantum Correction For Thermodynamic Equilibrium. // Phys. Rev. - 1932. - 40. - 749.
- [8] В.И. Татарский, Вигнеровское представление квантовой механики. // УФН - 1983. - Т.139(4). - С.587-619.
- [9] J. M. Sellier, I. Dimov, On the simulation of indistinguishable fermions in the many-body Wigner formalism. // Journal of Computational Physics. - 2015. - 280. - P. 287-294
- [10] В.М. Замалин, Г.Э. Норман, О методе Монте-Карло в фейнмановской формулировке квантовой статистики. // Журнал выч. мат. и мат. физ. - 1973. - Т.13(2). - С.409-430.

ГЕНЕРАЦИЯ ВУФ ИЗЛУЧЕНИЯ РТУТНЫМ РАЗРЯДОМ ПРИ ДАВЛЕНИИ БУФЕРНОГО ГАЗА МЕНЕЕ 1 ТОРР

В.А. Левченко

НИГУ РФ Московский физико-технический институт, г. Долгопрудный, МО, Россия

Амальгамные газоразрядные лампы низкого давления (амальгамные ГРЛНД) широко используются при решении ряда задач, таких как очистка воды и воздуха, обработка поверхностей, дезинфекция и др. Данные источники имеют высокий КПД (30-45%) преобразования электрической энергии в УФ излучение при достаточно высокой погонной мощности разряда (1,5-4 Вт/см) [1]. Амальгамные ГРЛНД достаточно экологичны и безопасны, поскольку ртуть в холодной лампе находится в связанном состоянии в виде амальгамы, и лишь небольшая её часть выходит в разряд во время работы лампы. В спектре излучения ртути присутствуют две резонансных линии с длинами волн 254 и 185 нм. Чаще всего амальгамные ГРЛНД изготавливаются из кварца, легированного оксидом титана, активно поглощающего излучение с длиной волны 185 нм. Такие лампы в основном применяются в различных задачах, связанных с обеззараживанием (воздуха, воды, поверхностей). Амальгамные ГРЛНД, излучающие две резонансные УФ линии, применяются при очистке воздуха от вредных веществ и запахов за счет наработки радикалов и фотохимических реакций разложения. Поэтому разработка амальгамных ГРЛНД с высоким КПД генерации излучения с длиной волны 185 нм представляет существенный интерес.

При разработке амальгамных ГРЛНД необходимо определить ряд параметров, существенно влияющих на эффективность генерации излучения. В числе этих параметров находятся давление и состав смеси буферных газов, плотность тока разряда, состав амальгамы. В работе [2] была замечена тенденция к увеличению КПД генерации излучения с длиной волны 185 нм при понижении давления буферной смеси, а в работе [3] эта тенденция была экспериментально подтверждена. Тем не менее, область давлений буферной смеси менее 1 Торр недостаточно изучена, поскольку представляет малый практический интерес при разработке электродных ламп из-за быстрого разрушения оксидного покрытия вольфрамовых электродов, и, как следствие, малому сроку службы ламп [4]. Тем не менее, стоит отметить, что поиск оптимальных параметров разряда в области низких давлений буферной смеси может стать значительным толчком к развитию безэлектродных амальгамных ГРЛНД, лишенных вышеуказанного недостатка электродных амальгамных ГРЛНД.

В настоящей работе исследовалась зависимость КПД генерации резонансной линии с длиной волны 185 нм от давления буферного газа. Для этого были изготовлены образцы амальгамных ГРЛНД с длиной разрядного промежутка 35-45 см и внутренним диаметром 16,6 мм, выполненных из минерального кварца с защитным покрытием из оксида алюминия. Данное защитное покрытие достаточно хорошо пропускает излучение с длиной волны 185 нм в отличие от других оксидных защитных покрытий [2]. В качестве буферных газов использовались технические неон и аргон, а также их смеси в отношении 30Ne/70Ar, 60Ne/40Ar и 85Ne/15Ar, давление смеси изменялось в пределах от 0,1 до 2 Торр. Измерения были выполнены на экспериментальном стенде, собранном на основе вакуумного монохроматора McPherson Model 218, позволяющем измерять спектр излучения лампы в области от 105 нм. В качестве источника паров ртути в разряде использовалась индиевая амальгама, плотность разрядного тока изменялась в пределах от 0,75 до 1,5 А/см², частота разрядного тока - 80 кГц. В процессе обработки полученных данных были учтены потери мощности на электродах лампы, которые были экспериментально найдены перед выполнением работы. Все полученные данные приведены для длины разрядного промежутка, равной 1 м.

Как и ожидалось, поток и КПД генерации УФ излучения с длиной волны 185 нм растёт с понижением давления в аргоне и смесях с большим его процентным содержанием (рис.

1). Для буферных смесей с преобладанием неона рост выхода ВУФ излучения наблюдается только до давлений $\sim 0,3$ торр (рис. 2). Было отмечено, что в области давлений буферной смеси 0,5 – 2 торр выход излучения с длиной волны 185 нм растет с увеличением процентного содержания неона в смеси (рис. 3). В области давлений 0,1 – 0,5 торр появляется максимум, который смещается в сторону большего процентного содержания аргона в буферной смеси при уменьшении её давления (рис. 4). Однако КПД генерации излучения с длиной волны 185 нм при использовании смесей неона с аргоном в качестве буфера, оказывается практически во всех случаях выше, чем при использовании чистых газов, что также было отмечено в [5]. С повышением плотности тока для всех смесей растет выход излучения с длиной волны 185 нм и падает КПД его генерации при давлениях буферной смеси менее 1 торр. Интересно, что наблюдается практически полное отсутствие роста потока ВУФ излучения с увеличением плотности тока на достаточно высоких давлениях смеси (1-2 торр) при явном падении КПД его генерации (рис. 1-2).

Максимальное достигнутое значение КПД генерации линии с длиной волны 185 нм составило 14,1% (при потоке 0,11 Вт/см), максимальный выход – 0,16 Вт/см (КПД его генерации 9,4%) при использовании в качестве буфера смесей неона с аргоном, а не чистых газов. Данные результаты могут быть улучшены за счет использования синтетического кварцевого стекла для изготовления ламп, а не минерального.

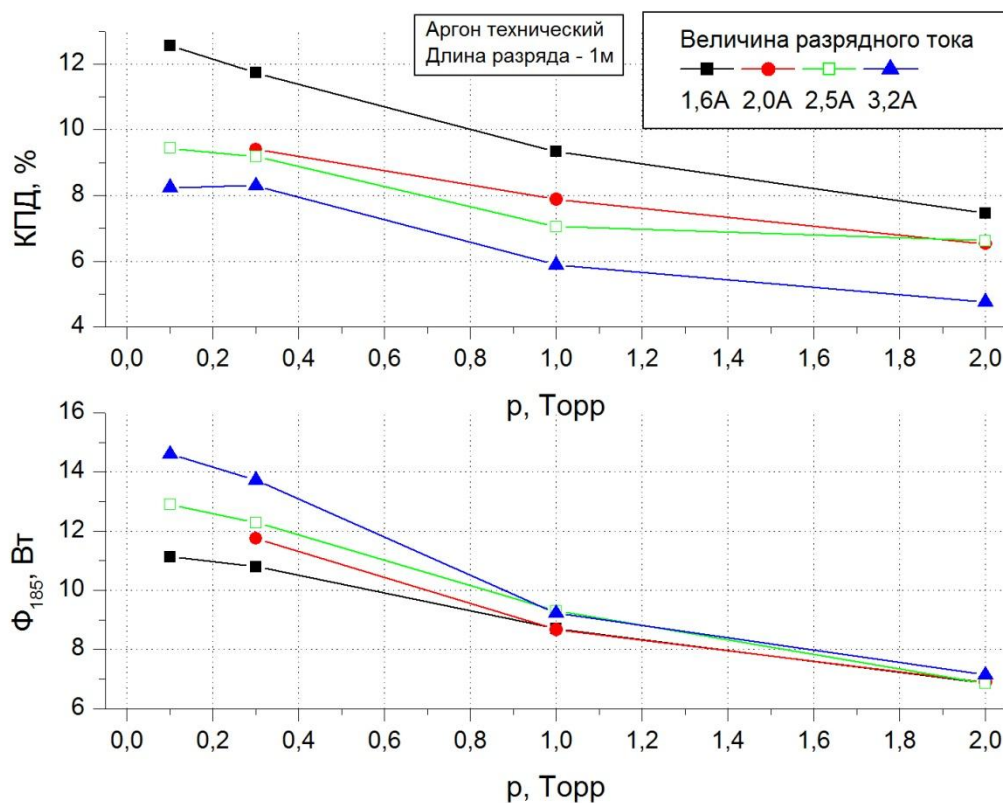


Рис. 1. Зависимости потока и КПД генерации излучения с длиной волны 185 нм от давления буферного газа (аргон) в оптимуме генерации линии с длиной волны 185 нм.

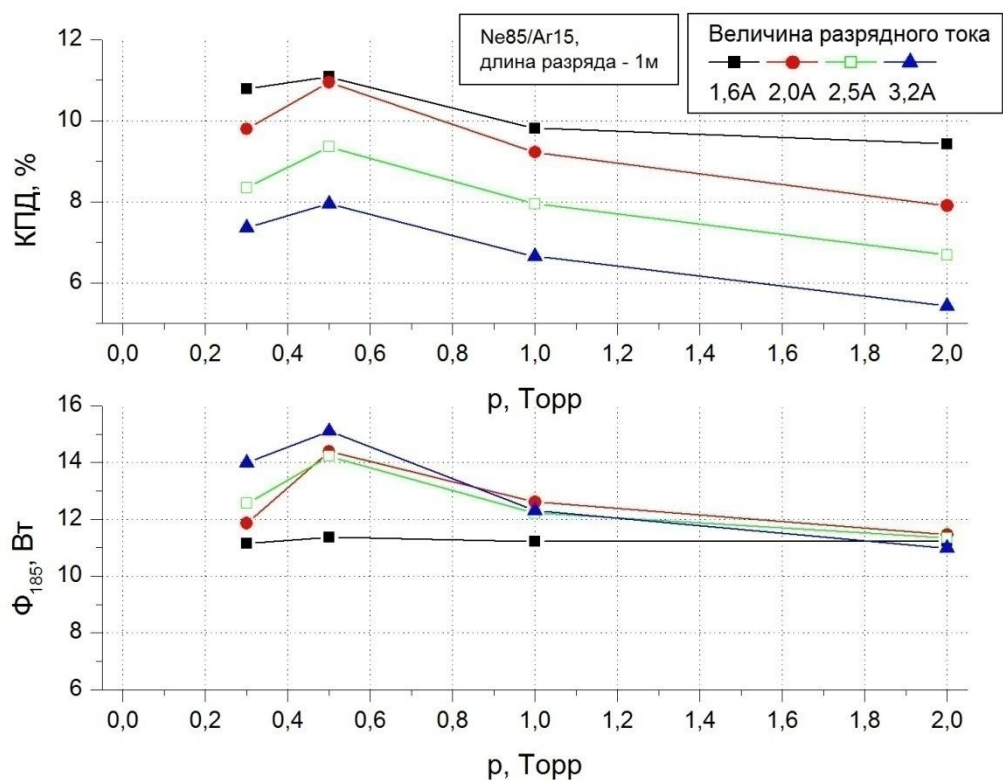


Рис. 2. Зависимости потока и КПД генерации излучения с длиной волны 185 нм от давления буферного газа (неон – 85%, аргон – 15%) в оптимуме генерации линии с длиной волны 185 нм.

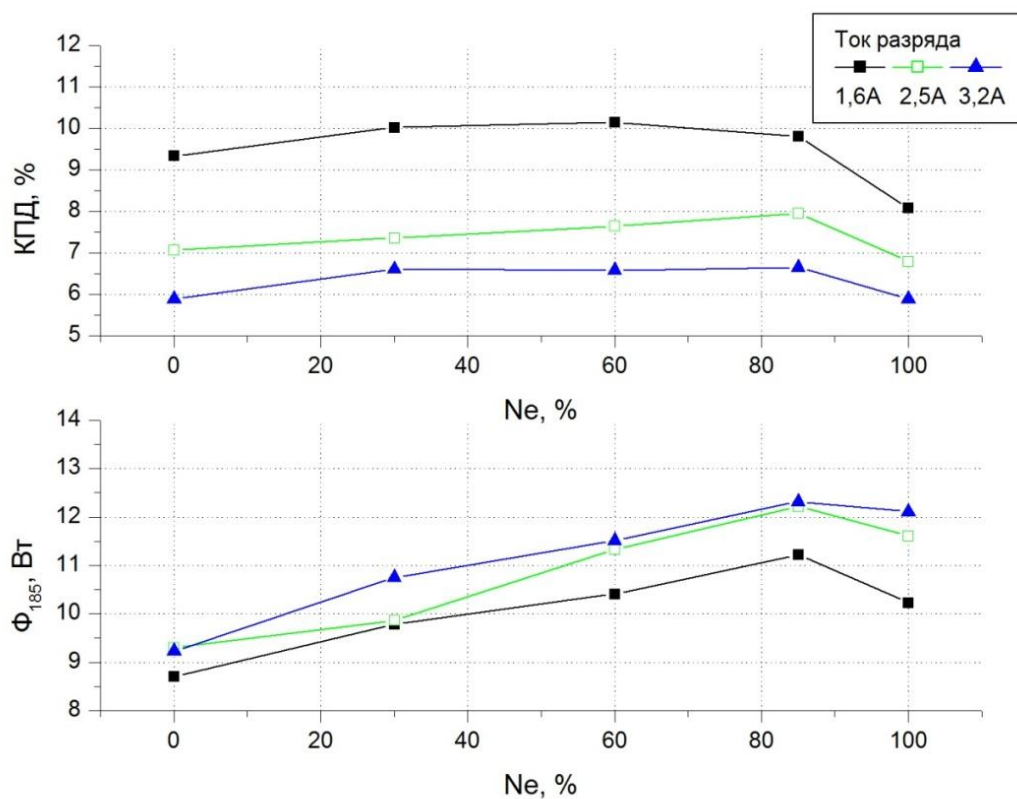


Рис. 3. Зависимости потока (Φ_{185}) и КПД генерации излучения с длиной волны 185 нм от состава смеси Ne/Ar. Давление смеси - 1 торр.

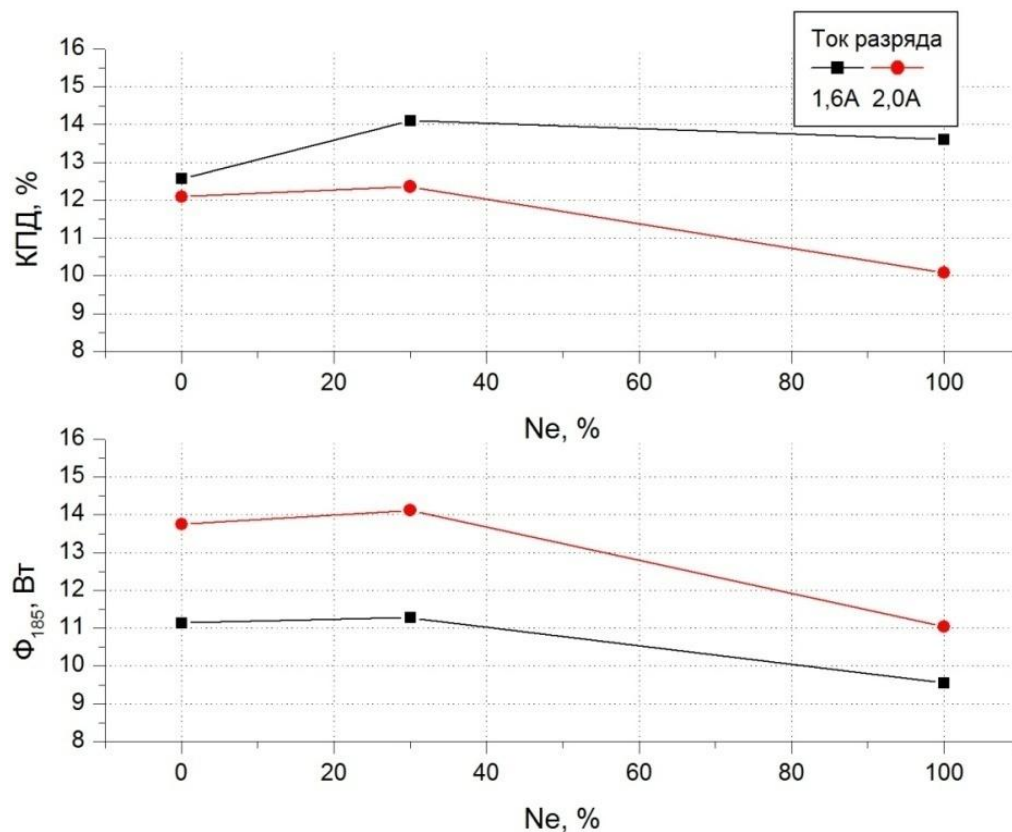


Рис. 4. Зависимости потока (Φ_{185}) и КПД генерации излучения с длиной волны 185 нм от состава смеси Ne/Ar. Давление смеси – 0,1 торр.

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

Литература

- [1] Рохлин Г.Н, Разрядные источники света. - М.: Энергоатомиздат. - 1991. - 720 с.
- [2] Василяк Л.М., Дроздов Л.А., Костюченко С.В., Кудрявцев Н.Н., Собур Д.А., Соколов Д.В., Влияние режимов работы газоразрядной амальгамной лампы низкого давления на интенсивность генерации вакуумного УФ излучения с длиной волны 185 нм // Прикладная физика. – 2010. - №6. – С. 70 – 76.
- [3] В.А. Левченко, Л.М. Василяк, С.В. Костюченко, Н.Н. Кудрявцев, Д.А. Собур, П.В. Старшинов, Е.П. Шаранов, Ю.Е. Шунков, Исследование генерации ВУФ излучения ртутным разрядом при давлении буферного газа менее 1 торр. // Материалы VIII Всероссийской конференции по физической электронике. – Махачкала. - 20-22 ноября 2014 г. - С. 132-134.
- [4] Ультрафиолетовые технологии в современном мире / под ред. Ф.В. Кармазинова, С.В. Костюченко, Н.Н. Кудрявцева, С.В. Храменкова – Долгопрудный: Издательский Дом «Интеллект». - 2012. – 392 с.
- [5] Шунков Ю.Е., Попов О.А., Левченко В.А, Вакуумное ультрафиолетовое излучение плазмы, возбужденной на частотах 10-80 кГц в смеси паров ртути и инертных газов // Вестник МЭИ. - 2014. - №2. - С. 51-55.

ВЛИЯНИЕ ФОРМЫ КАНАЛА ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ФАКЕЛЬНОГО РАЗРЯДА НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ЕГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ

Ю.Ю. Луценко, Д.А. Леонтьева

*Национальный исследовательский Томский политехнический университет, Ленина 30,
Томск, Россия.*

Высокочастотный факельный разряд, возбуждаемый при атмосферном давлении, может использоваться для проведения плазмохимических процессов в различных плазмообразующих средах. При возбуждении разряда в различных средах изменяется форма его канала, что в свою очередь вызывает изменения характеристик его электромагнитного поля.

Ранее было установлено [1] отсутствие затухания электромагнитного поля вдоль канала факельного разряда, горящего в воздухе. Аналогичные результаты были получены [2] также для случая факельного разряда, горящего в среде аргона. Более того, при увеличении мощности факельного разряда, горящего в аргоне, наблюдался рост амплитуды электрического поля вдоль оси разряда. Заметим, что полученные результаты противоречат существующей [3] физической модели разряда, в соответствии с которой амплитуда электромагнитной волны должна уменьшаться вдоль оси факельного разряда по экспоненциальному закону. Для объяснения полученных результатов было высказано предположение [1] о наличии в канале факельного разряда, наряду с прямой, также и отражённой электромагнитной волны. Данное предположение было подтверждено результатами высокоскоростной фотосъёмки волн свечения [4], распространяющихся в импульсном факельном разряде. В результате этих измерений было установлено, что в воздушной плазме разряда на конце его канала формируется стример. Формирование стримера создаёт возмущение, которое распространяется в виде обратной волны свечения. Волны свечения, распространяющиеся вдоль канала разряда, были отождествлены в работе [4] с фронтом электромагнитной волны.

Таким образом, фактором, обуславливающим появление в канале разряда отражённой электромагнитной волны, является рождение стримера. Рождение стримера в конце канала факельного разряда, на наш взгляд, обусловлено формой канала разряда, как правило, имеющего вид сходящегося конуса. На вершине конуса напряжённость электрического поля существенно возрастает, что создаёт условия для рождения стримера.

В настоящей работе проведены измерения осевого распределения амплитуды радиальной компоненты электрического поля факельного разряда, горящего в азоте, в гелии, и в смеси воздуха с углекислым газом, а также проанализирована связь формы канала разряда с характеристиками его электромагнитного поля.

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. Измерения электромагнитного поля проводились емкостными зондами, перемещаемыми вдоль плазмоида разряда. Емкостной зонд представлял собой медный штырь длиной 5 мм. Сигнал с зонда по линии с двойной экранировкой подавался на вход измерительного прибора. Измерения проводились на расстоянии 60 мм от оси разряда. Разряд возбуждался в цилиндрической кварцевой камере диаметром 28 мм и длиной 500 мм. Частота электромагнитного поля составляла 37 МГц. Мощность разряда варьировалась от 0,5 до 2 кВт.

Результаты измерений для случая факельного разряда, горящего в азоте, гелии и смеси воздуха с углекислым газом (20%) представлены на рис. 2. Осевая координата на данном рисунке приведена в единицах длины канала разряда L . Абсолютные значения длины канала разряда в азоте составляли 25...35 см. В смеси воздуха с углекислым газом – 5...20 см.

Углекислый газ оказывает сильное влияние на процесс горения факельного разряда в воздухе. При добавлении в воздух 20 % углекислого газа длина канала разряда уменьшается приблизительно в 3 раза. При этом диаметр канала также уменьшается в 3 раза. Форма канала имеет вид сходящегося конуса.

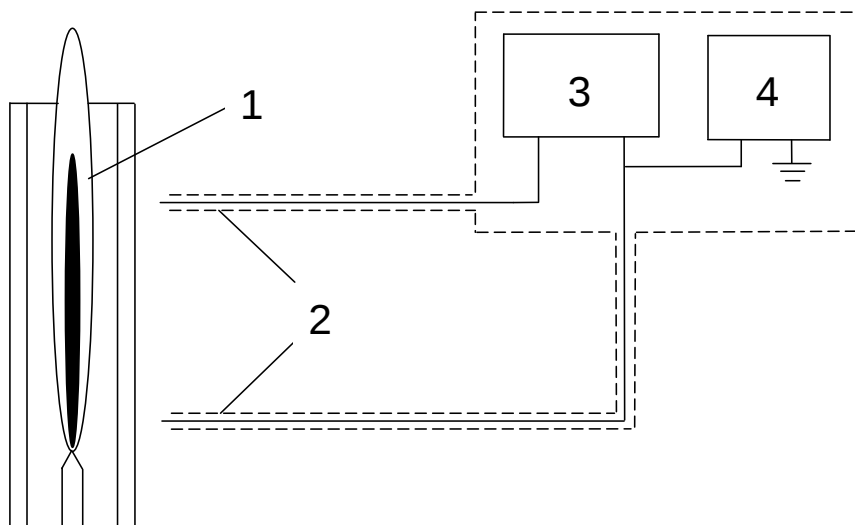


Рис.1. Схема экспериментальной установки. 1 – высокочастотный факельный разряд; 2 – емкостные зонды; 3 – измерительный прибор; 4 – генератор «опорного» сигнала.

При горении в азоте наблюдается некоторое уменьшение длины канала разряда, по сравнению с разрядом той же мощности, горящем в воздухе. Форма канала разряда также как и при горении разряда в смеси воздуха с углекислым газом имеет вид сходящегося конуса.

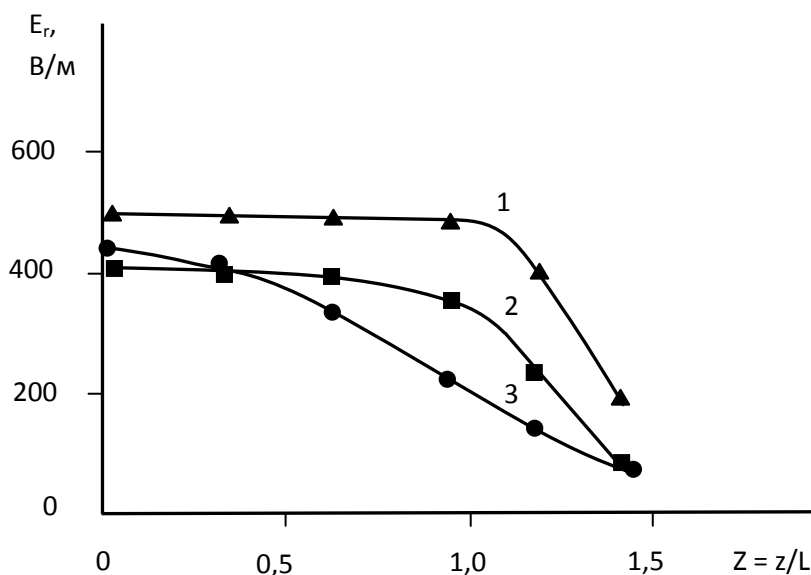


Рис.2. Осевое распределение амплитуды радиальной компоненты электрического поля факельного разряда. 1 – смесь воздуха с углекислым газом; 2 – азот; 3 – гелий

Из рис. 2. видно, что при горении факельного разряда в азоте и в смеси воздуха с углекислым газом амплитуда электрического поля незначительно изменяется вдоль оси разряда. Спад амплитуды электрического поля наблюдается лишь за пределами зоны каналирования разряда. Однако в случае разряда, горящего в азоте затухание электромагнитного поля вдоль оси разряда более выраженное, чем в случае разряда, горящего в смеси воздуха с углекислым газом.

При горении факельного разряда в гелии форма канала существенно меняется. Канал принимает вид цилиндра, диаметр которого увеличивается с увеличением осевой координаты. Из рис.2 видно, что также существенно изменяется и характер осевого распределения электрического поля факельного разряда, горящего в гелии. Амплитуда электрического поля затухает в 2 раза при распространении электромагнитной волны вдоль канала разряда.

Полученные результаты позволяют высказать предположение, что при увеличении плотности плазмообразующего газа вклад отражённой электромагнитной волны в энергетический баланс разряда возрастает.

Заметим, что в случае канала разряда в виде сходящегося конуса невозможно интерпретировать экспериментальные результаты без предположения о наличии в канале разряда отражённой электромагнитной волны, так как при сужении диаметра канала затухание электромагнитного поля возрастает. В случае же факельного разряда, горящего в гелиевой плазме, имеющееся распределение электрического поля можно объяснить распространением вдоль канала разряда лишь одной электромагнитной волны.

Таким образом, результаты проведённых измерений подтверждают взаимосвязь между плотностью плазмообразующего газа и соответствующей ей формой канала разряда с особенностями процесса распространения электромагнитных волн в плазме разряда.

Литература

- [1] И.А. Тихомиров, Ю.Ю. Луценко. Взаимосвязь геометрии высокочастотного факельного разряда с характеристиками его электромагнитного поля // Журнал технической физики. – 1989. - № 11. – с.128-130.
- [2] В.А. Власов, И.А. Тихомиров, Ю.Ю. Луценко. Определение волнового числа электромагнитной волны, распространяющейся в плазме высокочастотного факельного разряда // Теплофизика и аэромеханика. - 2006. - №1. – с.147 – 151.
- [3] А.В. Качанов, Е.С. Трехов, Е.П. Фетисов. Электродинамическая модель высокочастотного факельного разряда // Журнал технической физики. – 1970. – т.15. – с.340-345.
- [4] А.Я. Хальясте. Распространение волн свечения в одноэлектродном ВЧ разряде // Тез. докл. IV Всесоюз. конф. по физике газового разряда. Махачкала. 1988. Часть 1. С.135 – 136.

ЭВОЛЮЦИЯ ТЕПЛОВОГО КАНАЛА ПРИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПРОБОЕ ГАЗО-ЖИДКОСТНОЙ СРЕДЫ С МИКРОПУЗЫРЬКАМИ

В.А. Панов, Л.М. Василяк, С.П. Ветчинин, В.Я Печеркин, Ю.М. Куликов, Э.Е. Сон
Объединенный институт высоких температур РАН, ул. Ижорская, 13, стр.2, Москва

До настоящего времени наиболее подробно исследованы процессы развития разряда в гомогенных жидкостях с одиночными включениями других фаз [1]. Несмотря на обширный накопленный экспериментальный и теоретический материал отсутствует физическая модель развития межэлектродного разрядного канала в водной среде. Исследованы быстрые стадии развития разряда в воде в микросекундном и наносекундном диапазонах времени [2,3], который начинается с анода, а также процессы ионизации в отдельных пузырьках [4,5]. Медленная тепловая стадия зарождения и развития искрового канала и влияния микропузырьков на развитие канала практически не исследовались.

Целью настоящей работы является исследование искрового разряда на стадиях инициации, распространения, и горения искрового разряда в однородной жидкости и

жидкости с микропузырьками воздуха на примере 15 % раствора изопропилового спирта в водопроводной воде с объемным содержанием микропузырьков 3 % и 10 %.

Были выполнены три серии экспериментов: в растворе воды с содержанием изопропилового спирта 15 % без пузырьков с удельным сопротивлением $\rho = 3,5$ кОм см, в таком же растворе с объемным содержанием микропузырьков 3 % и 10 %. Развитие искрового разряда во всех случаях начинается с возникновения светящейся плазменной области вблизи анода (анодное пятно), затем плазменный канал прорастает в сторону катода. Анодное пятно возникает с большой задержкой, около 200 мкс после появления напряжения на аноде. Такие большие времена задержки связаны с развитием тепловой неустойчивости в прианодной области, по-видимому вследствие сильного колебательного возбуждения молекул при нагреве жидкости и пара в результате тепловыделения в анодной области [1]. При наличии микропузырьков вначале наблюдается их свечение вблизи анода (рисунок 1). Затем граница области свечения микропузырьков сдвигается в сторону катода (рисунок 2).

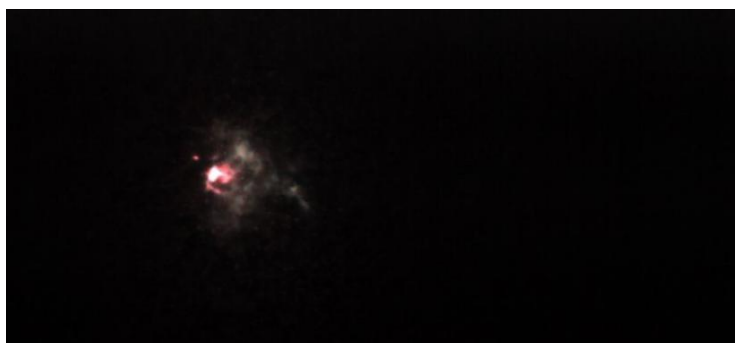


Рис.1. Фотография анодного свечения в жидкости с объемным содержанием микропузырьков 3%. $t = 1604$ мкс.

Канал разряда прорастает последовательно по ярко светящимся микропузырькам до полного замыкания разрядного промежутка. Фотография разрядного промежутка с микропузырьками приведена на рисунке 3, экспозиция кадра 200 мкс. Микропузырьки в жидкости, которые видны на рисунке 3, подсвечиваются излучением канала разряда.



Рис.2. Фотография распространения плазменного канала от анода в жидкости с объемным содержанием микропузырьков 3%. $t = 3537$ мкс.

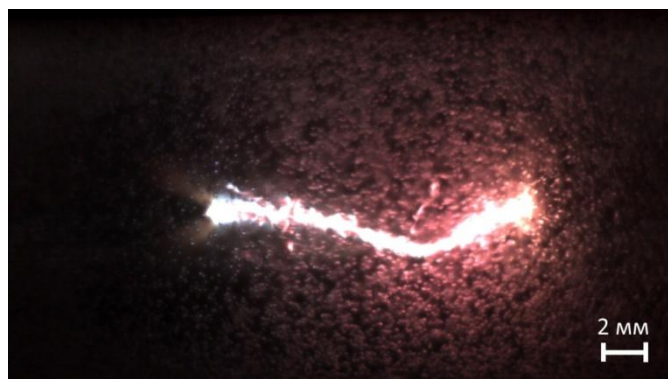


Рис.3. Фотография искрового канала в момент замыкания разрядного промежутка с объемным содержанием микропузырьков 3% (анод с левой стороны, катод – с правой). $t = 5450$ мкс.

Величина пробойного напряжения определялась по осциллограммам импульсов как максимальное напряжение на разрядном промежутке, которое обеспечивало замыкание тока в разрядном промежутке. Наличие микропузырьков приводит к незначительному уменьшению напряжения пробоя при содержании микропузырьков в жидкости 3% и к увеличению напряжения пробоя почти на 35% при объемном содержании микропузырьков 10%. Напряжение на разрядном промежутке в момент его замыкания почти в два раза выше при содержании микропузырьков 10% по сравнению с жидкостью без пузырьков или с содержанием микропузырьков 3%. После замыкания разрядного промежутка формируется дуговой канал с падающей вольт-амперной характеристикой. Свечение дугового канала наблюдается в течение почти 5 мс.

На осциллограммах видно, что в момент подачи напряжения на разрядный промежуток наблюдается начальный ток проводимости, поскольку жидкость обладает омическим сопротивлением. В момент загорания анодного пятна к току проводимости добавляется ток ионизации, связанный с возникновением анодного пятна, что приводит к тому, что общий ток в разрядной цепи уменьшается (примерно на 10%) из-за падения напряжения на балластном сопротивлении. При дальнейшем развитии ионизации вблизи анода наблюдается отрицательное дифференциальное сопротивление ($dU/dI < 0$), что свидетельствует о развитии тепловой неустойчивости, аналогично тому, как это наблюдается при пробое влажного песка [6,7]. Покадровый анализ скоростной видеосъемки показывает, что характерное время развития перегретой неустойчивости, приводящей к ионизации вблизи анода, составляет 300-400 мкс. При дальнейшем прорастании ионизованного светящегося канала в жидкости без пузырьков и с содержанием пузырьков 3% ток также, как и напряжение уменьшается. В жидкости с содержанием пузырьков 10%, в отличие от предыдущих случаев, наблюдается рост тока вплоть до момента замыкания промежутка каналом разряда. В момент замыкания промежутка плазменным каналом происходит скачкообразное возрастание тока более чем на 30% и образование катодного пятна, которое сопровождается ярким свечением. Катодное свечение намного ярче, чем анодное и наблюдается в течение 12 мс. При замыкании канала общее сопротивление цепи падает, примерно, в пять раз в жидкости с содержанием пузырьков 3% и, примерно, в восемь раз в жидкости с содержанием пузырьков 10%. Из результатов скоростной фоторегистрации установлено, что гидродинамический распад дугового канала наблюдается на десятой миллисекунде для жидкости с содержанием пузырьков 3% и на шестнадцатой миллисекунде для жидкости с содержанием пузырьков 10%. Время задержки пробоя после подачи напряжения при содержании микропузырьков 10% составляет 1,5 мс, в отличие от более длительного времени задержки в жидкости без пузырьков и с содержанием микропузырьков 3%, которое равно ~ 5 мс.

Наличие существенной начальной проводимости в жидкости, состоящей из воды с содержанием изопропилового спирта 15%, определяет механизм развития импульсного пробоя с острейного анода. В отличие от диэлектрических неполярных жидкостей или дистиллированной воды, в которых при микросекундных импульсах напряжения развивается стримерный пробой [8,9], в проводящей жидкости пробой с анода развивается по тепловому механизму при подаче миллисекундных импульсов и при меньших амплитудах напряжения. Последнее связано с большой плотностью тока проводимости с острейного анода, на котором происходит усиление электрического поля. Ток проводимости разогревает жидкость, что приводит к ее быстрому испарению вблизи анода и нагреву до температур 4000 -5000 К, при которых уже происходит термическая ионизация газовой среды и развитие перегретой неустойчивости [10]. Наиболее наглядно это видно на динамической ВАХ разряда в жидкости, когда появляется область с отрицательным дифференциальным сопротивлением ($dU/dI < 0$) [7]. Для того чтобы перегретая неустойчивость вызвала ионизацию среды вблизи анода необходимо, чтобы выделение энергии было достаточно для термической ионизации. Напряженность электрического поля вблизи острейного анода [11]

$$E_a = 2U / (r_a \ln(4L/r_a))$$

где r_a - радиус кривизны острейного анода, L - длина межэлектродного промежутка. В нашем случае оценки показывают, что при $U = 10$ кВ и $r_a = 50$ мкм напряженность электрического поля E_a достигает значений $\sim 10^6$ В/см. При плотности тока на острейного анода $j_a \sim 10^6$ А/см² плотность энергосвечения в анодной области за время развития перегретой неустойчивости τ составляет $\tau j_a E_a \sim 10^5$ Дж/см³. Этой энергии вполне хватает для разогрева испарившейся жидкости в объеме порядка $\sim 10 r_a^3$ до 4000 К. В нашем случае время определялось с помощью скоростной видеосъемки по появлению свечения вблизи острейного анода и величина $\tau \sim 300$ -400 мкс.

Скорость прорастания канала в жидкости и при малой концентрации микропузырьков составляет 4 м/с, что явно указывает на тепловой механизм развития плазменного канала. Добавление большего количества микропузырьков в жидкость увеличивает скорость прорастания канала в три раза, что связано с дополнительной ионизацией газа в микропузырьках, встречающихся на пути канала. В конечной стадии тепловой пробой происходит по газовому каналу, который образуется при испарении и ионизации за счет местного нагрева канала токами проводимости.

Литература

- [1] Акишев Ю.С., Грушин М.Е., Каральник В.Б., Монич А.Е., Панькин М.В., Трушкин Н.И., Холоденко В.П., Чугунов В.А., Жиркова Н.А., Ирхина И.А., Кобзев Е.Н. // Физика плазмы. - 2006. - Т.32. - С. 1142.
- [2] Starikovskiy A., Yang Y., Cho Y. I., Fridman A. // Plasma Sources Sci. Technol. - 2011.- V. 20. 024003.
- [3] Marinov I., Guaitella O., Rousseau A., Starikovskaia S. M. // Plasma Sources Sci. Technol. - 2013. - V. 22. 042001.
- [4] Коробейников С. М. , Мелехов А. В. , Бесов А. С. “// ТВТ. - 2002. - Т. 40. № 5. - С. 706.
- [5] Babaeva N.Yu., Tereshonok D.V., Naidis G.V. // Journal of Physics D: Applied Physics. - 2015. - V. 48. No. 35. 355201.
- [6] Василяк Л. М. , Ветчинин С. П. , Панов В. А. , Печеркин В. Я. , Сон Э. Е. //ТВТ. - 2014. - Т. 52. № 6. - С. 825.
- [7] Vasilyak L M, Pecherkin V Ya, Vetchinin S P, Panov V A, Son E E, Efimov B V, Danilin A N, Kolobov V V, Selivanov V N, Ivonin V V // J. Phys. D: Appl. Phys. - 2015. - V. 48. 285201.
- [8] Ушаков В.Я., Климкин В.Ф., Коробейников С.М., Лопатин В.В. Пробой жидкостей при импульсном напряжении // Под ред. проф., д. т. н. В.Я. Ушакова. – Томск: Изд-во НТЛ, 2005.

- [9] Торшин Ю.В. Физические процессы формирования электрического пробоя конденсированных диэлектриков: Для внутренней изоляции аппаратов высокого, сверх- и ультравысокого напряжения // М. Энергоатомиздат, 2008.
- [10] Базелян Э.М., Райзер Ю.П. Искровой разряд. // М.: Изд-во МФТИ, 1997.
- [11] Наугольных К.А., Рой Н.А. Электрические разряды в воде. // М. Наука, 1971.

ОБРАЗОВАНИЕ ПОЛЫХ ПЫЛЕВЫХ СТРУКТУР В ТЛЕЮЩЕМ РАЗРЯДЕ

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

Объединённый Институт Высоких Температур РАН, Ижорская 13 с.2, Москва, Россия.

Необходимость изучения параметров плазмы, влияющих на форму пылевых структур, диктуется условиями использования пылевой плазмы в плазменных технологиях [1]. Управление параметрами пылевой плазмы необходимо, в частности, для удержания пылевых частиц в зоне протекания плазмохимических реакций. Пылевая плазма в газовых разрядах низкого давления используется как рабочая среда в плазмохимических реакторах в технологиях нанесения покрытий на микрочастицы. Пылевая плазма образуется также в плазмохимических реакциях в условиях синтеза новой фазы при образовании наноструктур и росте микрочастиц [1, 2]. Заряженные пылевые частицы удерживаются в параболических электростатических ловушках в газоразрядной плазме, образуя пылевые диссипативные структуры. Форма пылевого облака, образованного в тлеющем разряде, определяется параметрами потенциальной плазменной ловушки, которая образована суперпозицией различных сил и зависит от параметров разряда [3, 4].

В данной работе экспериментально и численно изучались условия образования полых пылевых структур в тлеющем разряде постоянного тока в неоне. Исследовалось влияние тока разряда и давления неона на изменение формы пылевых структур.

Схема эксперимента подробно описана в [5]. Пылевые структуры, образованные из сферических частиц размером 2,55 мкм, наблюдались и изучались в тлеющем разряде постоянного тока в неоне при давлении 0.2-1.1 Торр в диапазоне тока 0.1-4,5 мА. Разряд зажигался в стеклянной трубке длиной 20 см с внутренним диаметром 1,65 см. Изображения пылевых частиц регистрировались в аксиальном и радиальном сечении разряда в отражённом свете от плоского лазерного луча с помощью микроскопа и видеокамеры. Полученные экспериментально величина тока разряда, падение напряжения в положительном столбе разряда, размер пылевой структуры и средняя концентрация пылевых частиц в структуре использовались в модельных расчётах.

Обнаружено, что форма наблюдаемых пылевых структур и их пространственное расположение зависят от тока разряда и давления неона. При увеличении тока разряда наблюдалась трансформация пылевых структур, от однородных по сечению структур к структурам с внутренней полостью, свободной от пылевых частиц, аналогично тому, как ранее наблюдалось в воздухе [6]. При увеличении тока разряда, наблюдалось уменьшение длины и увеличение диаметра пылевой структуры. Часть пылевых частиц смещалась к наружной границе структуры, и внутри пылевой структуры наблюдалась область с меньшим числом частиц или без частиц. Экспериментально полученная граница перехода к полым пылевым структурам и характерные изображения пылевых структур показаны на рисунке 1.

Обнаружено, что значение тока разряда, при котором происходит переход к структурам с полостью, свободной от пылевых частиц, уменьшается при увеличении давления неона. Такая зависимость связана с увеличением тепловыделения в разряде при увеличении давления неона. Рост тепловыделения в разряде постоянного тока в неоне при увеличении тока разряда и давления определяется увеличением продольной напряжённости электрического поля [7]. Поэтому на образование пылевых структур, их

пространственное расположение и форму оказывают сильное влияние термофоретические силы, связанные с тепловыделением [6, 8, 9], учёт которых необходим при моделировании. Сила термофореза, связанная с тепловыделением, может быть по величине того же порядка, что и электрические силы, и совместно с ними может играть основную роль в самоорганизации плазменно-пылевых образований [3, 4, 6, 8].

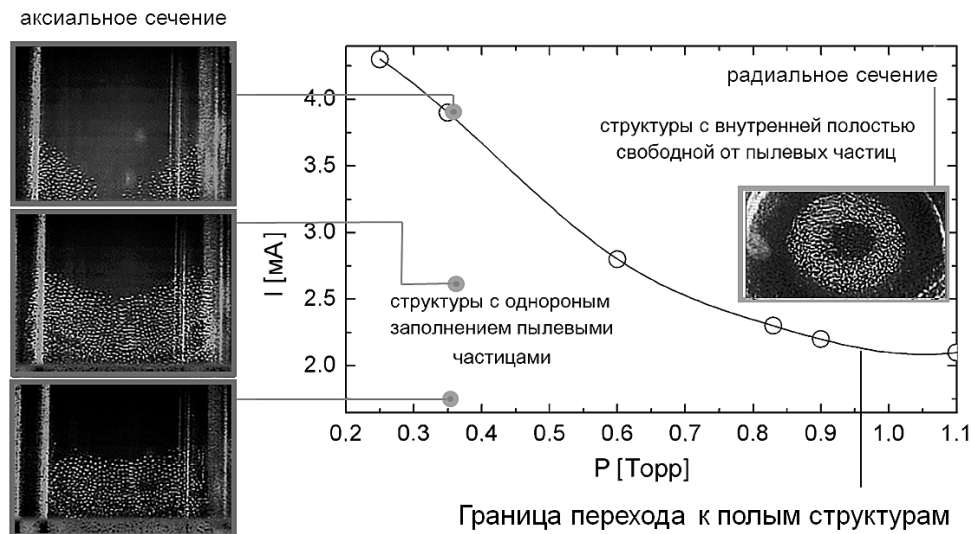


Рис.1 Трансформация пылевых структур в зависимости от тока разряда и давления неона.

Анализ экспериментальных данных был выполнен совместно с данными расчётов по математической модели. Модель описывает распределения компонентов плазмы, распределение электрических полей в зависимости от параметров разряда (давления газа, тока), формы и плотности распределения пылевых частиц в плазменно-пылевой структуре. Моделирование проведено на основе диффузионно-дрейфовой модели однородного положительного столба тлеющего разряда в неоне с пылевыми частицами [10] и учётом тепловыделения в разряде. В рамках этой модели рассмотрены образование, диффузия и рекомбинация электронов, ионов и метастабильных атомов неона. Средняя энергия электронов, транспортные коэффициенты и константы скоростей реакций возбуждения и ионизации с участием электронов рассчитаны с помощью пакета BOLSIG+. Заряд пылевых частиц рассчитан с учётом ион-атомных столкновений в приближении слабостолкновительной плазмы [11], потоки возбуждённых атомов на пылевые частицы — в газокINETическом приближении. Тепловыделение $Q(r)$ задавалось профилем концентрации электронов $n_e(r)$ в самосогласованном электрическом поле E_r , обусловленном присутствием пылевых частиц как $n_e(r) = Q(r)/\mu e E_r^2$, где μ — подвижность электронов, т.е. предполагалось, что вкладываемая в разряд мощность идет в нагрев газа [12]. Профиль температуры газа $T(r)$ рассчитан путём решения стационарного одномерного уравнения теплопроводности $d/dr(r\lambda(dT(r)/dr)) = -Q(r)r$, с краевыми условиями, заданными на оси разряда $(d^2T/dr^2)_{r=0} = (dT/dr)_{r=0} = 0$ и на стенке разрядной трубки $T(R) = 295K$, где R — внутренний радиус разрядной трубки, λ — теплопроводность газа.

Расчёты показывают, что если пылевые частицы заполняют не весь объем разряда, а только часть его, то в области разряда с пылевыми частицами изменяются радиальные профили температуры газа, концентраций ионов и электронов, а также радиального электрического поля по сравнению с разрядом без пылевых частиц. Это вызывает изменение в радиальном балансе сил, действующих на пылевые частицы, что соответственно приводит к изменению формы пылевой структуры. В радиальный баланс основной вклад вносят силы: $F_e(r) = Z_d(r)eE_r(r)$ — сила радиального электрического поля, $F_{th} \approx -1.8(a^2/\sigma_{\tau p})dT/dr$ — сила термофореза [9] и $F_i = -m_d v_{di} u$ — сила ионного увлечения, где Z_d —

заряд пылевой частицы, $\sigma_{\text{тп}}$ – транспортное сечение, a – радиус пылевой частицы, m_d – масса пылевой частицы, u – скорость потока ионов, v_{di} – частота столкновений ионов с пылевыми частицами взятая из [13]. Изменение приращений температуры газа (рис. 2), вызванное изменением концентрации пылевых частиц и тока разряда, также изменяет параметры плазменной ловушки для пылевых частиц. Величина тока разряда сильно влияет на градиент температуры, который в балансе сил определяет величину силы термофореза. Изменение распределения температуры вызывает изменение градиента температуры в 1.2 раза внутри пылевой структуры и в 1.6 раза снаружи, что указывает на то, что под действием термофоретической силы пылевые частицы с наружной границы пылевой структуры выталкиваются в радиальном направлении к стенке разрядной трубки.

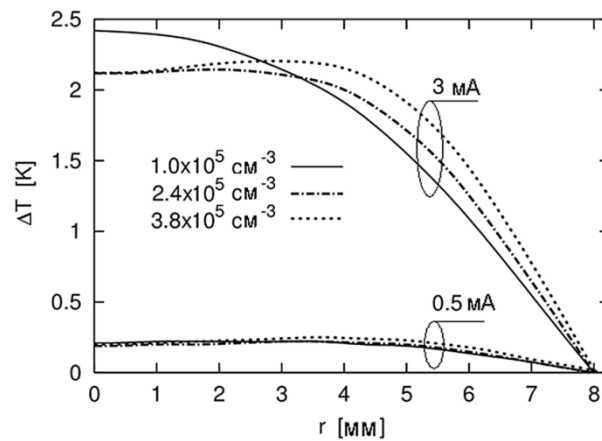


Рис.2 Профиль приращения температуры при различных значениях концентрации пылевых частиц и величины тока разряда.

Форма пылевой структуры описывается профилем потенциальной энергии пылевой частицы $\Phi(r) = -\int_0^r [F_e(r) + F_{th}(r) + F_i(r)] dr$ [6] (рис.3).

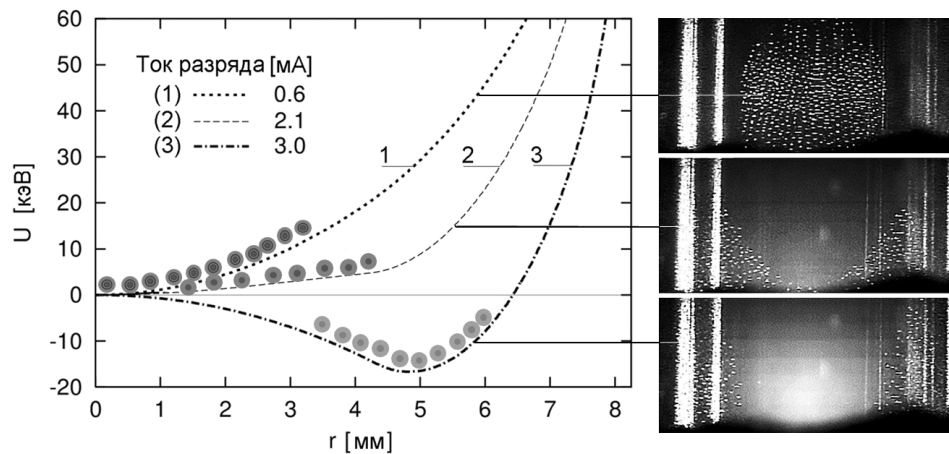


Рис. 3 Радиальное распределение потенциальной энергии пылевых частиц и изображения пылевых структур при различных значениях тока разряда при $P = 1.1$ Торр.

Пылевые частицы занимают пространственное положение, соответствующее минимуму их потенциальной энергии. Значение тока, при котором происходит трансформация пылевых структур к полым структурам, соответствует переходу через ноль потенциальной энергии пылевых частиц. При давлении порядка нескольких десятых Торр при фиксированных значениях тока и концентрации пылевых частиц, наблюдаемых в эксперименте, величина минимальной потенциальной энергии значительно меньше, чем при давлении около 1 Торр. При повышении давления тепловыделение в разряде возрастает, поэтому влияние тока отчетливо видно на радиальном профиле

потенциальной энергии частиц (рис. 3). В этом случае вклад силы термофореза в радиальное равновесие значительно превышает вклад силы ионного увлечения. Кривая потенциальной энергии смещается к стенке разрядной трубки с ростом тока разряда, т.е. диаметр пылевой структуры растёт. Результаты расчёта (рис. 3) хорошо согласуются с данными, полученными в эксперименте (рис.1).

Результаты моделирования показывают, что значение тока разряда определяет величину минимума потенциальной энергии пылевых частиц и его радиальное положение. Кривая потенциальной энергии и координата её минимума смещаются от оси разряда в радиальном направлении при увеличении тока разряда. Результаты численного расчёта качественно согласуются с данными, полученными в эксперименте.

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

Литература

- [1] D.N. Polyakov, V.V. Shumova, L.M. Vasilyak, V.E. Fortov, Study of glow discharge positive column with dispersed particles // Phys. Lett. A. - 2011. - V. 375. - No. 37. - P. 3300-3305.
- [2] S.V. Vladimirov, K. Ostrikov, Dynamic self-organization phenomena in complex ionized gas systems: new paradigms and technological aspects // Phys. Rep. - 2004. - V. 393. - P. 175–380.
- [3] L.M. Vasilyak, S.P. Vetchinin, D.N. Polyakov, V.E. Fortov, Formation of Complex Structures in Dusty Plasmas under Temperature Gradients // J. Exp. Theor. Phys. - 2005. - V. 100. - No. 5. - P.1029-1034.
- [4] P.K. Shukla, B. Eliasson, Colloquium: Fundamentals of dust-plasma interactions // Rev. Mod. Phys. - 2009. - V. 81. - P. 25-44.
- [5] D.N. Polyakov, V.V. Shumova, L.M. Vasilyak, Positive Column of Glow Discharge with Dust Particles // Surface Engineering and Applied Electrochemistry. - 2013. - V. 49. - No. 2, - P. 114–124.
- [6] V.V. Balabanov, L.M. Vasilyak, S.P. Vetchinin, A.P. Nefedov, D.N. Polyakov, V.E. Fortov, The Effect of the Gas Temperature Gradient on Dust Structures in a Glow-Discharge Plasma // J. Exp. Theor. Phys. - 2001. - V. 92. - No. 1. - P. 86-92.
- [7] L.M. Vasilyak, D.N. Polyakov, V.V. Shumova, Glow Discharge Positive Column with Dust Particles in Neon // Contrib. Plasma Phys. - 2013. - V. 53. - No. 4-5. - P. 432-435.
- [8] G.M. Jellum, J.E. Daugherty, D.B. Graves, Particle thermophoresis in low pressure glow discharges // J. Appl. Phys. - 1991. - V. 69. - Is. 10. - P. 6923-6934.
- [9] V.E. Fortov, A.V. Ivlev, S.A. Khrapak, A.G. Khrapak, G.E. Morfill, Complex (dusty) plasmas: Current status, open issues, perspectives // Phys. Rep. - 2005. - V. 53. - P. 1 – 103.
- [10] V.V. Shumova, D.N. Polyakov, L.M. Vasilyak, Effect of metastable neon atoms in a positive column of glow discharge with dust particles // Plasma Sources Sci. Technol. - 2014. - Vol. 23. - 065008.
- [11] L.G. D'yachkov, A.G. Khrapak, S.A. Khrapak, G.E. Morfill, Model of grain charging in collisional plasmas accounting for collisionless layer // Phys. Plasmas. - 2007. - V. 14. - 042102.
- [12] D.N. Polyakov, V.V. Shumova, L.M. Vasilyak, On the mechanism of radial sustenance of dense dusty plasmas // Digest Journal of Nanomaterials and Biostructures. - 2014. - V. 9. - No. 3. - P. 1249-1254.
- [13] Khrapak S. A., Ivlev A. V., Morfill G. E., Thomas H. M., Ion drag force in complex plasmas // Phys. Rev. E. - 2002. - V. 66. - No. 4. - 046414.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОГИДРОДИНАМИЧЕСКОГО ПОТОКА

И.Е. Ребров, Ю.В. Хомич, В.А. Ямщиков

ФБГУ Институт электрофизики и электроэнергетики РАН, Дворцовая набережная, д. 18, Санкт-Петербург, Россия.

Электрогидродинамический (ЭГД) поток, создаваемый за счет передачи импульса молекулам нейтрального газа от ионов, дрейфующих во внешнем электрическом поле, применяется в аппаратах электрон-ионных технологий, в системах электрической прокачки газов, для управления воздушным потоком у поверхности крыла при создании безлопаточных электро-гидро насосов [1-3]. В [4] было впервые предложено использовать интенсивный источник ионов на основе высокочастотного барьерного разряда, распределенного по поверхности диэлектрика для получения ЭГД потоков с большим объемным расходом газа. Нами были также созданы мощные высоковольтные генераторы импульсов для питания разряда [5]. С целью понимания процессов, определения характеристик, оптимизации конструкции и параметров устройства для получения ЭГД потока была разработана его расчетная модель и проведено компьютерное моделирование.

За основу модели взяли систему уравнений, описывающих электрогидродинамический поток [6, 7]. Электрический потенциал V определяется уравнением Пуассона. Также электрический потенциал связан с напряженностью электрического поля E :

$$\vec{E} = -\nabla V \quad (1)$$

Плотность электрического тока J в зоне дрейфа заряженных частиц является результатом трех процессов: проводимости, конвекции, и диффузии. При этом токи конвекции и диффузии заряженных частиц много меньше тока проводимости.

$$\vec{J} = \mu_i \vec{E} q + \vec{U} q - D \nabla q \quad (2)$$

где q - плотность пространственного заряда, μ_i – подвижность ионов в воздухе, U – вектор скорости газового потока, и D – коэффициент диффузии ионов. Уравнение непрерывности для плотности тока имеет вид:

$$\nabla \vec{J} = 0 \quad (3)$$

Гидродинамическая часть модели описывается уравнениями Навье-Стокса для стационарного несжимаемого воздушного потока:

$$\rho \vec{U} \cdot \Delta \vec{U} = -\nabla p + \mu \nabla^2 \vec{U} - q \nabla V \quad (4)$$

где ρ – плотность воздуха, p – давление воздушного потока, μ - динамическая вязкость воздуха.

Был промоделирован ЭГД поток в воздухе, эмитируемый плазмой высокочастотного барьерного разряда на поверхности диэлектрической трубки диаметром 1 см. Поток двигался в направлении, задаваемом внешним электрическим полем в ионизованном газовом промежутке с расстоянием до $d = 2$ см (рис. 1а) между плазменным эмиттером (1) и сеточным коллектором ионов (2) и напряжением до $U = 20$ кВ.

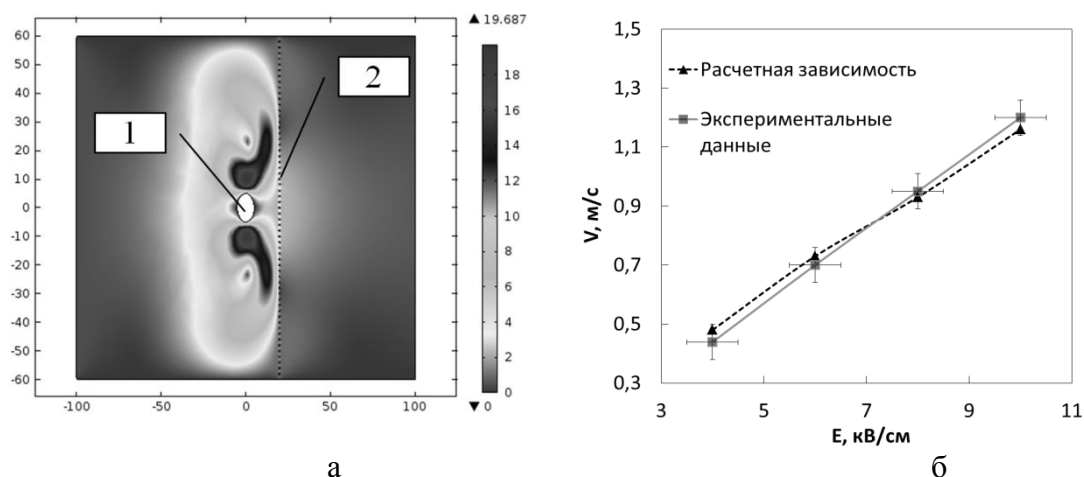


Рис. 1 а) Расчетная интенсивность распределения амплитуды скорости ЭГД потока, б) экспериментальная и расчетная зависимости скорости потока от напряженности электрического поля

Проведен расчет распределений плотности ионов и электрического поля в межэлектродном промежутке. Получены вольт – амперные характеристики ионного пучка и рассчитаны профили скорости воздушного потока в воздухе для различной прозрачности коллектора ионов. Результаты теоретических расчетов согласуются с экспериментальными данными (рис. 1б).

Литература

- [1] Ребров И.Е., Гаамируллин М.Д. Экспериментальный комплекс для исследования плазменных актуаторов // XXV ЦАГИ. п. Володарского: ЦАГИ, 2014. Vol. 1/1. P. 95.
- [2] Rebrov I.E., Yamshchikov V.A., Khomich V.Y. Electrohydrodynamic flow induced by dielectric barrier discharge for gas laser circulation system // Hakone. Zinnowiz, Germany: INP Greifswald and IfP Greifswald, 2014. Vol. 1/1. P. 78.
- [3] Гаамируллин М.Д. и др. Влияние статического давления на электрофизические характеристики диэлектрического барьерного разряда // Ученые записки ЦАГИ. 2015. Vol. 46, № 6. P. 60–69.
- [4] Небогаткин С.В. и др. Мощный электрогидродинамический поток, создаваемый высокочастотным барьерным разрядом в газе // УПФ. 2014. Vol. 2, № 6. P. 595–603.
- [5] Мошкунев С.И. и др. Управление электрооптическими затворами с помощью высоковольтных коммутаторов на основе биполярных транзисторов с изолированным затвором // Успехи прикладной физики. 2013. Vol. 1. P. 630–635.
- [6] Karpov S., Krichtafovitch I. Electrohydrodynamic flow modeling using FEMLAB // Excerpt from the Proceedings of the COMSOL Multiphysics User's Conference. Boston. 2005.
- [7] Jewell-Larsen N.E. et al. Modeling of corona-induced electrohydrodynamic flow with COMSOL multiphysics // Proceedings of the ESA Annual Meeting on Electrostatics. 2008.

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И ИЗЛУЧАТЕЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЛАЗМЫ ИНДУКЦИОННОГО РАЗРЯДА С ТРУБКой МАЛОГО ДИАМЕТРА

П.В. Старшинов, С.А. Свитнев, О.А. Попов, В.А. Левченко

¹Московский энергетический институт, ул. Красноказарменная 14, Москва, Россия

²НПО «ЛИТ», ул. Краснобогатая 44, Москва, Россия

Ртутные лампы низкого давления, использующие плазму индукционного разряда трансформаторного типа (ЛТТ), являются перспективными источниками оптического излучения в видимом и ультрафиолетовом (УФ) диапазоне [1-3]. Из-за отсутствия внутренних электродов они могут работать на высоких разрядных токах (2-5А) и относительно низких давлениях буферного (инертного) газа 0,1-0,5 мм рт.ст., на которых достигается максимум генерации УФ излучения на длинах волн 185 и 254 нм [2, 3]. В настоящей работе приведены результаты экспериментальных исследований электрических и излучательных характеристик плазмы лампы трансформаторного типа с разрядной трубкой малого диаметра, заполненной смесью паров ртути с разным буферным газом: аргоном, криптоном, или со смесью аргона с неоном.

Индукционный разряд с мощностью плазмы $P_{пл} = 180$ Вт возбуждался на частоте $f = 265$ кГц в замкнутой кварцевой трубке внешним диаметром $d = 19$ мм, внутренним $d_{вн} = 16,6$ мм и длиной плазменного витка, определяемой длиной оси разрядной трубки, $L_{пл} = 815$ мм. Высокочастотный (ВЧ) индуктор состоял из двух параллельно соединённых кольцевых ферромагнитных магнитопроводов, каждый сечением $S_{маг} = 2,0$ см², симметрично размещённых на разрядной трубке. Каждая из двух, соединённых параллельно индуктивных катушек (16 витков каждая) охватывала «свой» магнитопровод. Давление паров ртути в лампе поддерживалось оптимальным (по максимуму потока УФ излучения на длине волны 254 нм) в интервале $p_{Hg} = 0,006-0,008$ Торр температурой ртутно-индиевой амальгамы, размещённой на стенке разрядной трубки. В качестве буферного газа использовались криптон, аргон и смеси аргона с неоном 30%Ne + 70%Ar и пеннинговская смесь 60%Ne + 40%Ar. Давление буферного газа $p_{и.г.}$ варьировалось от 0,1 до 1,0 Торр.

Измерение электрических характеристик выполнялось с помощью цифрового осциллографа (Tektronix TDS640A). Для измерения удельного потока УФ излучения ртути на длине волны 254 нм F_{254} использовался радиометр IL1700 фирмы International Light Technologies с фотометрической головкой SED240/W с косинусной угловой характеристикой [3]. Измерение разрядного тока $I_{пл}$ проводилось с помощью трансформатора тока. Для измерения ВЧ напряжения на плазменном витке $U_{пл}$ использовался виток провода, размещённый по внешнему периметру замкнутой разрядной трубки.

На **рис. 1** приведена зависимость напряжённости ВЧ электрического поля в плазменном витке $E_{пл}$ от давления буферного газа. Расчёт $E_{пл}$ проводился как:

$$E_{пл} = U_{пл} / L_{пл} \quad (1)$$

где $U_{пл}$ – ВЧ напряжение на плазменном витке; $L_{пл}$ – длина плазменного витка.

Видно, что в обеих рабочих смесях зависимость $E_{пл}$ от $p_{и.г.}$ имеет максимум при 0,2-0,3 Торр, а увеличение атомного веса инертного газа снижает напряженность электрического поля от 0,86 В/см (100%Ar) до 0,82 В/см (30%Ne+70%Ar). В ЛТТ с еще более тяжелым криптоном напряженность ВЧ электрического поля $E_{пл}$ снижается до 0,55 В/см (0,5 Торр) и до 0,48 В/см (1,0 Торр).

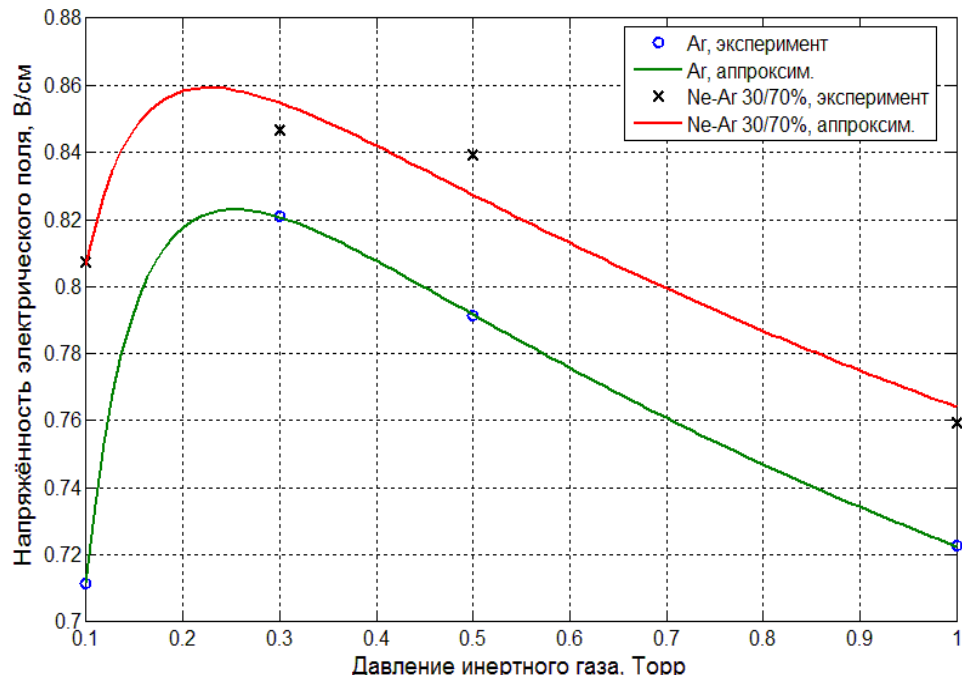


Рис. 1. Зависимость напряжённости ВЧ электрического поля $E_{пл}$ от давления инертного газа $p_{и.г.}$

На рис. 2. приведены экспериментальные зависимости тока плазмы (разрядный ток) $I_{пл}$. Там же даны зависимости $I_{пл}$ от $p_{и.г.}$, рассчитанные в рамках трансформаторной модели индукционного разряда [2]:

$$I_{пл} = \frac{1}{\frac{nU_{инд}}{N} \sqrt{\left(\frac{1}{p_L - p_{инд}}\right)^2 + \left(\frac{1}{I_{инд}^2 \omega L_{инд}}\right)^2}} \quad (2)$$

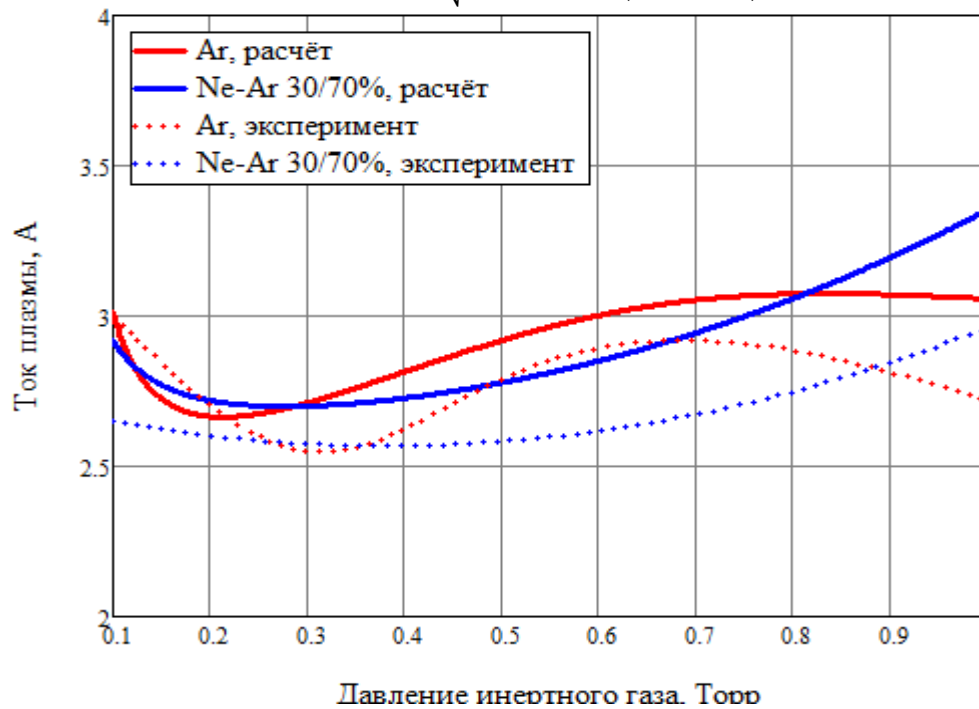


Рис. 2. Зависимости разрядного тока $I_{пл}$ от давления инертного газа $p_{и.г.}$

Из рис. 1 и 2 следует, что зависимости $I_{пл}$ от $p_{и.г.}$ коррелируют с соответствующими зависимостями E от $p_{и.г.}$ и имеют минимумы на тех же давлениях, на

которых имеют максимумы соответствующие зависимости E от $p_{и.г.}$. Также видно, что рассчитанные по (2) зависимости $I_{пл}$ от $p_{и.г.}$ находятся в хорошем согласии с экспериментальными: разница между измеренными и рассчитанными значениями $I_{пл}$ не превышает 15%.

На **рис. 3** представлены экспериментальные зависимости $\eta_{254} = \frac{\Phi_{254}}{P_{пл}}$ (КПД УФ излучения плазмы лампы трансформаторного типа на длине волны 254 нм) от давления буферного газа: аргона, криптона и смеси аргона с неоном. Видно, что максимум КПД приходится на давление 0,3 Торр, при котором напряженность ВЧ электрического поля плазмы E имеет максимум (**рис. 1**). Отметим, что в области более высоких давлений инертного газа эффективность генерации в плазме УФ излучения оказывается выше у более «лёгкого» наполнении. Однако при более низких значениях $p_{и.г.}$ разница в эффективности η_{254} между чистым аргоном и смесью 30%Ne/70%Ar практически не наблюдается.

Из **рис. 3** следует, что на низких давлениях инертного газа $p_{и.г.} = 0.2 - 0.3$ Торр КПД генерации УФ излучения плазменного витка длиной $L_{пл} = 815$ мм достигает 40%. Как было показано в [2], увеличение $L_{пл}$ приводит к повышению η_{254} ртутной плазмы ЛТТ из-за снижения плотности плазмы и, следовательно, уменьшения частоты тушащих соударений резонансно-возбужденных атомов ртути с электронами плазмы.

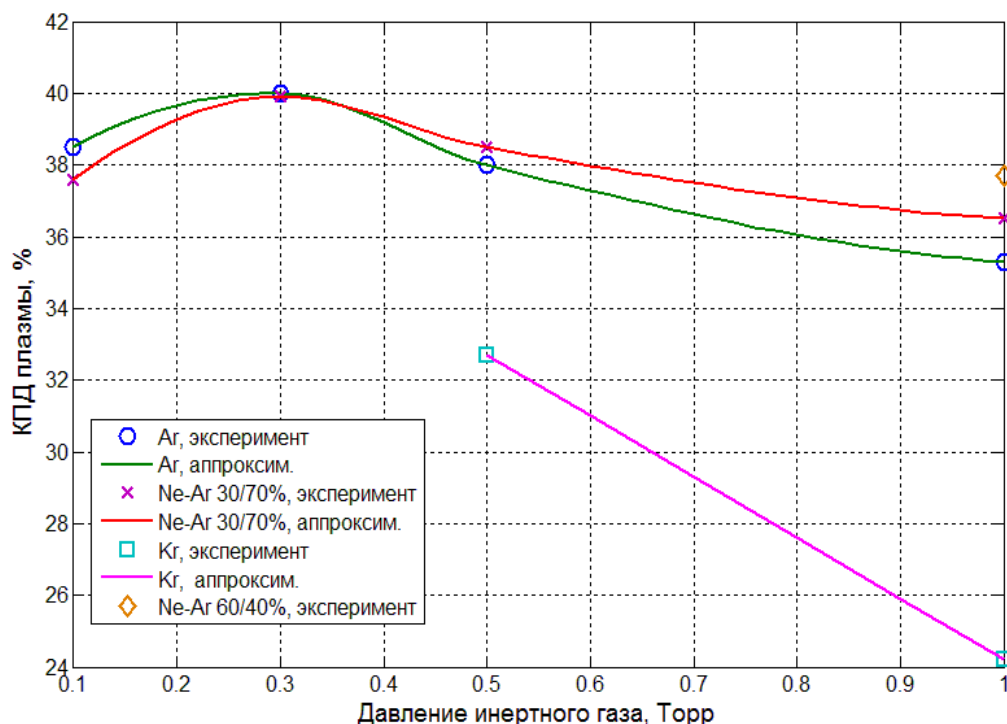


Рис. 3. Зависимость КПД УФ излучения плазмы η_{254} от давления инертного газа $p_{и.г.}$.

Литература

- [1] V.A. Godyak, B. Alexandrovich, R.B. Piejak, E. Statnic. High Intensity Electrodeless Low Pressure Light Source Driven by a Transformer Core Arrangement // US Patent 5,834,905. Nov.10, 1998.
- [2] О.А. Попов. Исследование и разработка индукционных люминесцентных источников света на частотах 100-15000 кГц: дисс.... докт. техн. наук. М. МЭИ. 2012.
- [3] В.А. Левченко, О.А. Попов, С.А. Свитнев, П.В. Старшинов. Экспериментальные исследования электрических и оптических характеристик безэлектродной УФ-лампы трансформаторного типа // Светотехника. 2014. № 6. С. 39-43.

МНОГОЭЛЕКТРОДНЫЙ КОРОНАТОР ДЛЯ ЗАРЯДКИ ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ В ПОТОКЕ ВОЗДУХА

Р.А. Сыроватка, Д.С. Лапицкий, Л.М. Василяк, В.С. Филинов, Л.В. Депутатова, В.И. Владимиров, В.Я. Печеркин
ОИВТ РАН, Ижорская 12, Москва, Россия

Заряженные пылевые частицы используются во многих современных технологических процессах, например, при нанесении покрытий, электросепарации, электроочистке газов от пыли [1]. Разрабатываемый в настоящее время бесконтактный метод очистки воздушных потоков с помощью линейных электродинамических ловушек [2,3] требует зарядки пылевых частиц до значений заряда, достаточного для их захвата и удержания в потоке воздуха.

Одним из наиболее распространенных и эффективных способов зарядки микрочастиц является зарядка в поле коронного разряда. При диаметрах частиц $d > 1$ мкм оценить заряд, приобретенный частицей можно по формуле Потенье [1]:

$$q_p = \left(1 + 2 \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2}\right) \left(\frac{E_k d^2}{4Ke}\right) \left(\frac{en_i k t}{4\varepsilon_0 + en_i k t}\right), \quad (1)$$

где ε – относительная диэлектрическая проницаемость, $K=1/4\pi\varepsilon_0$, e – элементарный заряд, n_i – концентрация ионов, k – подвижность ионов, t – время зарядки, E_k – напряжённость электрического поля.

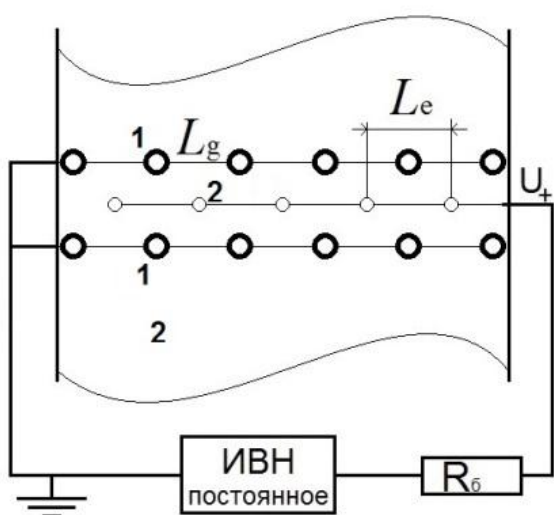


Рис. 1 Схема коронатора: 1 – решетки из некоронирующих электродов, 2 – решетка коронирующих электродов, $L_e=1,0$ см, $L_g=1,0$ см, $R_0=25$ Мом.

из металлических стержней диаметром 3 мм, расстояние между осями электродов $L_g = 13$ мм. Электроды монтировались в канале квадратного сечения с расстоянием между стенками 6 см. Расстояние между сечениями, в которых располагались коронирующие и заземленные электроды, составляло 13 мм.

На решетку коронирующих электродов подавалось высокое напряжение как положительной, так и отрицательной полярности, которое изменялось в пределах 6÷20 кВ. Вольтамперная характеристика для положительной полярности приложенного напряжения представлена на рис 2.

Проведенный расчет пространственного распределения напряженности электрического поля в межэлектродном пространстве одноэлектродного (рис. 3а) и

Одним из недостатков этого способа зарядки микрочастиц является неоднородность электрического поля и концентрации ионов в межэлектродном промежутке. Для создания условий более однородной зарядки микрочастиц в потоке воздуха использовался многоэлектродный коронатор. Для устранения направленного движения воздуха, связанного с движением ионов, (ионного ветра) заземленные электроды, расположены с двух сторон от ряда коронирующих электродов (рис. 1).

Коронатор выполнен в виде решетки коронирующих и заземленных электродов, размещенных в канале прямоугольного сечения. Схема коронатора представлена на рис. 1. Коронирующие электроды выполнены из вольфрамовой проволоки диаметром $d_w = 70$ мкм и расположены на расстоянии 10 мм друг от друга. Заземленные электроды выполнены

многоэлектродного коронатора (рис.3б) показал, что пространственная неоднородность электрического поля многоэлектродного коронатора не превышает 50% (рис. 3б).

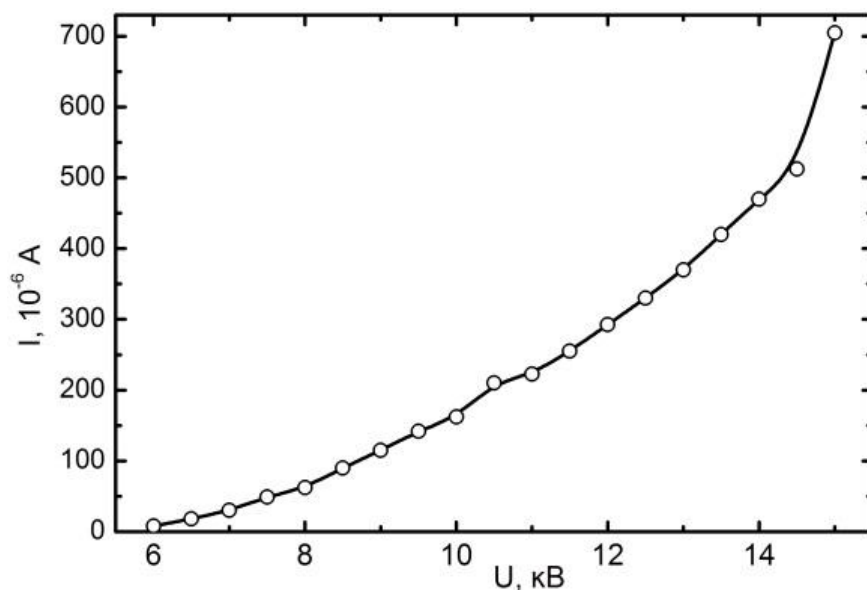


Рис. 2. Вольт-амперная характеристика коронатора.

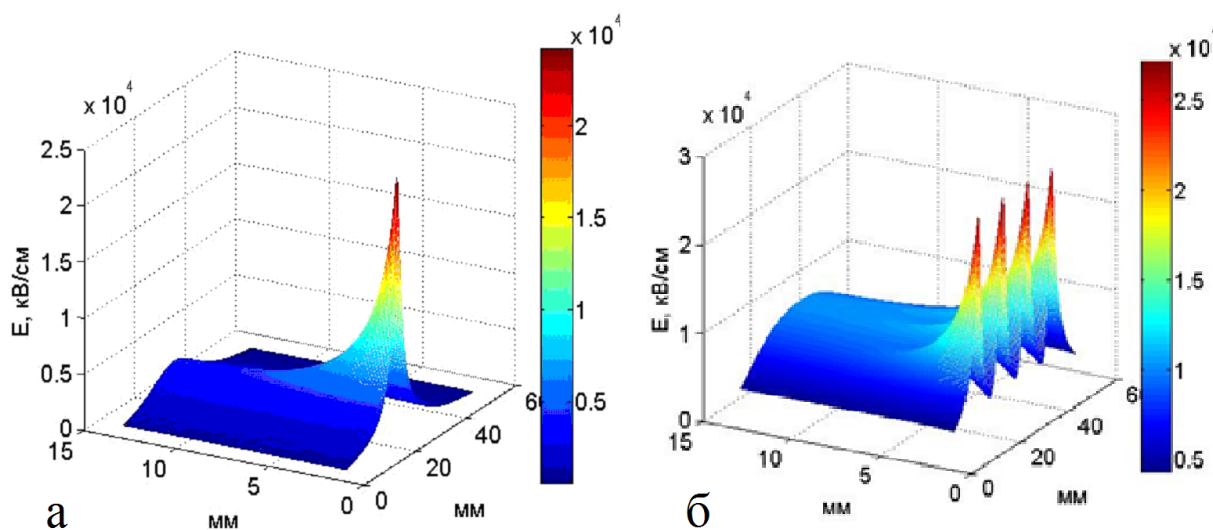


Рис. 3. Пространственное распределение напряженности электрического поля коронатора: а) один коронирующий электрод, б) четыре коронирующих электрода.

Зарядка микрочастиц проводилась при скорости воздушного потока около 50 см/с. Воздушный поток создавался вытяжным вентилятором. Время нахождения частиц в области коронного разряда составляло $t \sim 2,5 \cdot 10^{-2}$ с. Концентрация ионов n_i определялась по току коронного разряда и составляла примерно 10^9 ион/см³. Таким образом, частица приобретала заряд равный 90% своего максимального значения (1). Заряженные микрочастицы, захватывались линейной электродинамической ловушкой, после чего измерялся их заряд по методу описанному в работе [4]. Результаты измерения заряда представлены на рис. 4. Видно, что микрочастицы приобретали заряды $q \sim 10^4 - 10^6$ е при размерах от 17 до 36 мкм, то есть микрочастицы приобрели заряд в межэлектродной области с напряженностью поля коронного разряда от 15 до 25 кВ/см.

Эксперимент показал, что заряд, приобретаемый микрочастицами в многоэлектродном коронаторе, достаточен для удержания микрочастиц в линейной электродинамической ловушке при скорости воздушного потока до 50 см/с. Этот результат находится в хорошем соответствии с расчетом по модели предложенной в [2].

Работа выполнена при финансовой поддержке Программы фундаментальных исследований Президиума РАН № I.13П «Теплофизика высоких плотностей энергии».

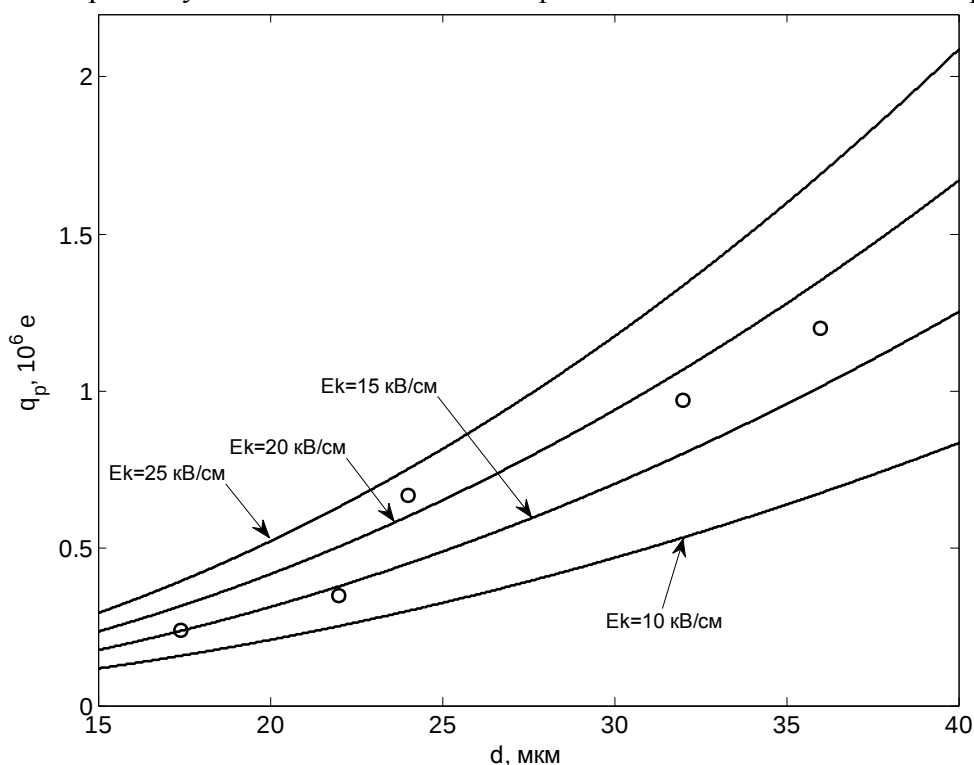


Рис. 4 Результаты измерений зарядов микрочастиц (обозначены кружками). Сплошными линиями обозначены расчеты максимально возможного заряда частицы при напряженности поля коронного разряда равной 10, 15, 20 и 25 кВ/см.

Литература

- [1] И.П. Верещагин, В.И. Левитов, Г.З. Мирзабекян, М.М. Пашин, Основы электрогазодинамики дисперсных систем. // Москва. Энергия, 1974.
- [2] L.M. Vasilyak, V.I. Vladimirov, L.V. Deputatova, D. S. Lapitsky, V.I. Molotkov, V. Ya. Pecherkin, V.S. Filinov, V.E. Fortov, New Journal of Physics, **15**, 043047, (2013).
- [3] D.S. Lapitsky, V.S. Filinov, L.M. Vasilyak, R.A. Syrovatka L.V. Deputatova, V.I. Vladimirov and V. Ya. Pecherkin, EPL, **110**, 15001, (2013).
- [4] L V Deputatova, V S Filinov, D S Lapitsky, V Ya Pecherkin, R A Syrovatka, L M Vasilyak and V I Vladimirov. Journal of Physics: Conference Series, 1st Quarter 2016, doi:10.1088/issn.1742-6596.

КУЛОНОВСКИЕ СТРУКТУРЫ С БОЛЬШИМ КОЛИЧЕСТВОМ ЧАСТИЦ В ДИНАМИЧЕСКОЙ ЛОВУШКЕ

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

*Объединенный институт высоких температур Российской академии наук,
Ижорская улица, 13, строение 2, Москва, 125412, Россия*

Системы заряженных частиц с сильным кулоновским взаимодействием в настоящее время активно исследуются в широком диапазоне плотностей и температур [1]. Одним из направлений являются исследования заряженных пылевых частиц в плазме, так называемая пылевая плазма [1,2]. Поскольку система статических зарядов, согласно теореме Ирншоу, является неустойчивой, то длительное удержание заряженных частиц возможно только в специально созданных потенциальных ловушках. Для пылевых частиц в плазме такие ловушки возникают в неоднородном электрическом поле около электродов в ВЧ разряде [1, 2] или в стратах положительного столба тлеющего разряда постоянного тока [1] при низком давлении газа менее нескольких Торр. Следует отметить, что заряженные пылевые структуры в плазме электрических разрядов низкого давления создаются за счет внешнего электрического поля, а также движения электронов и ионов и сил тяжести [1]. При повышении давления газа эти ловушки разрушаются, соответственно становится невозможно удерживать заряженные частицы.

При высоких давлениях, порядка атмосферного, необходимы другие подходы к удержанию частиц и другие способы их зарядки, в частности, можно использовать стационарные самостоятельные разряды, такие как коронный разряд и дуговой разряд. В дуговом разряде велики градиенты температур, поэтому на твердые частицы действуют силы термофореза, которые удаляют пылевые частицы из нагретой зоны. В коронном разряде структура электрического поля такова, что пылевые частицы заряжаются и уходят на электрод, именно по этой причине коронный разряд применяют для удаления пылевых частиц из газа. В термической плазме, например, в газовой горелке с присадкой щелочных металлов с низким потенциалом ионизации потенциальных ловушек для заряженных частиц вообще не существует, так как потоки газа и градиенты температуры в принципе не позволяют создать устойчивые структуры заряженных пылевых частиц.

В другом подходе для удержания заряженных частиц используют динамические электрические поля. Одним из таких устройств для удержания заряженных частиц является ловушка Пауля [3]. Ранее было обнаружено, что в линейных квадрупольных ловушках можно удерживать облако заряженных пылевых частиц как в вакууме [4], так и в воздухе при атмосферном давлении [5-7]. Стабильные структуры из нескольких десятков заряженных частиц были получены нами ранее в ловушке с межэлектродным расстоянием 1.3 см и длиной 6.5 см [6,7]. Вследствие сильного кулоновского взаимодействия количество заряженных частиц в ловушке будет конечным. Рассчитанное предельное количество удерживаемых частиц в ловушке с межэлектродным расстоянием 1.3 см и длиной 6.5 см составляло 50-200 шт.

Цель настоящей работы является создание стабильных пылевых структур с большим количеством частиц в воздухе при атмосферном давлении с помощью линейной квадрупольной ловушки.

При экспериментальных исследованиях и моделировании параметры ловушки и частиц были следующие: длина ловушки 33 см, расстояние между соседними электродами 3 см, диаметр электродов 3 мм, плотность частиц 3990 кг/м^3 .

Численное моделирование проводилось методами броуновской динамики и учитывало следующие физические факторы: силу взаимодействия частиц с электрическим полем ловушки, силу тяжести, межчастичное кулоновское взаимодействие, силу трения о газовую среду. Динамика частиц описывалась системой дифференциальных уравнений Ланжевена, учитывающих стохастические столкновения частиц с буферным газом. Схема численного расчета представлена в работах [6,7].

На рис. 1 представлен результат моделирования процесса удержания 2000 частиц через 10 секунд после инжекции в квадрупольную ловушку при $U_0 = 4.5$ кВ.

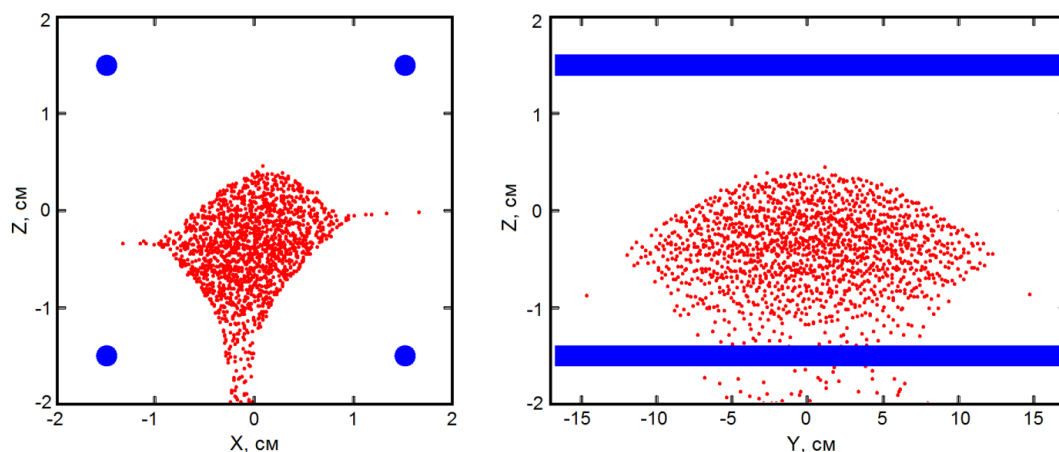
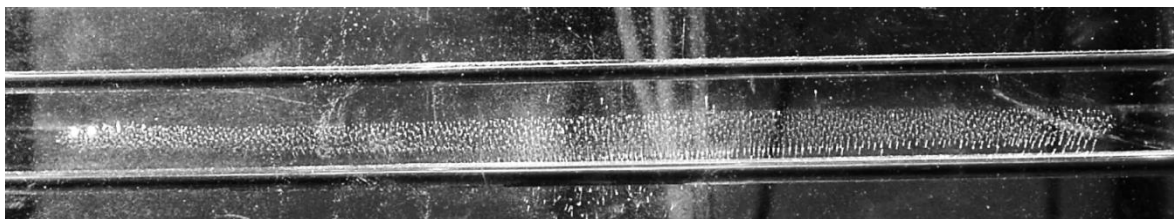


Рис. 1. Ансамбль частиц, захваченных в квадрупольной ловушке. Слева – вид вдоль электродов, справа – вид сбоку. $U = 4.5$ кВ, $f = 50$ Гц, частицы $r=2$ мкм, $q = 20000$ е.

Экспериментальная установка для получения больших структур заряженных пылевых структур при атмосферном давлении состояла из квадрупольной линейной электродинамической ловушки, устройства зарядки пылевых частиц и системы визуализации. Электродинамическая ловушка представляет собой четыре параллельных металлических цилиндрических электрода диаметром 3 мм, на которые подается переменное напряжение со сдвигом по фазе. Для предотвращения влияния воздушных потоков на пылевую структуру, электродинамическая ловушка помещалась в короб из органического стекла с внутренними размерами 33х12х12 см. Для зарядки частиц в работе использовалось устройство, реализующее зарядку в поле униполярного коронного разряда – коронатор. Коронатор был пристыкован к коробу с электродинамической ловушкой. Частицы инжектировались в тракт перед коронатором и, подхваченные воздушным потоком, пролетали сквозь область разряда, после чего уже заряженные частицы захватывались электродинамической ловушкой. Воздушный поток создавался за счёт “электрического ветра” – движением газа, создаваемым направленным потоком ионов в коронаторе. В экспериментах использовался полидисперсный порошок Al_2O_3 , с размерами 20 мкм. Для регистрации пылевых частиц использовалась цифровая видеокамера HiSpec-1 с максимальным разрешением 1280х1024 пикселей. Съёмка проводилась с максимальным разрешением со скоростью до 507 кадров/с. Для подсветки пылевых частиц применялся лазер с длиной волны 532 нм и мощностью 250 мВт. Системой линз формировался плоский лазерный луч толщиной 1 мм и шириной 3 см.

В горизонтально ориентированной ловушке были получены устойчивые кулоновские структуры, содержащие большое количество частиц, по оценкам, около 2000. На рисунке 2 представлены фотографии больших пылевых структур, образовавшихся в электродинамической ловушке для разных амплитуд напряжений. На рис. 3 приведен фрагмент большой устойчивой кулоновской структуры. Устойчивая кулоновская структура колеблется как целое тело с некоторыми упругими деформациями, однако частицы не покидают своих мест и взаимодействуют друг с другом. Естественно, что наиболее устойчивые структуры образуются при определенных значениях амплитуды напряжения и частоты, для определенных зарядов на частицах. При изменении этих параметров всегда можно получить неустойчивые структуры, и даже полное отсутствие частиц в ловушке. Поскольку в ловушку вбрасывали большое количество частиц, которые ловушка не могла удержать, то часть частиц оседала на стенках окружающей коробки. Осевшие на стенках частицы видны в левой части фотографий в виде пятен и размывания изображения частиц.



*Рис. 2. Изображение устойчивой кулоновской структуры заряженных частиц.
 $U = 5.6$ кВ, $f=50$ Гц.*

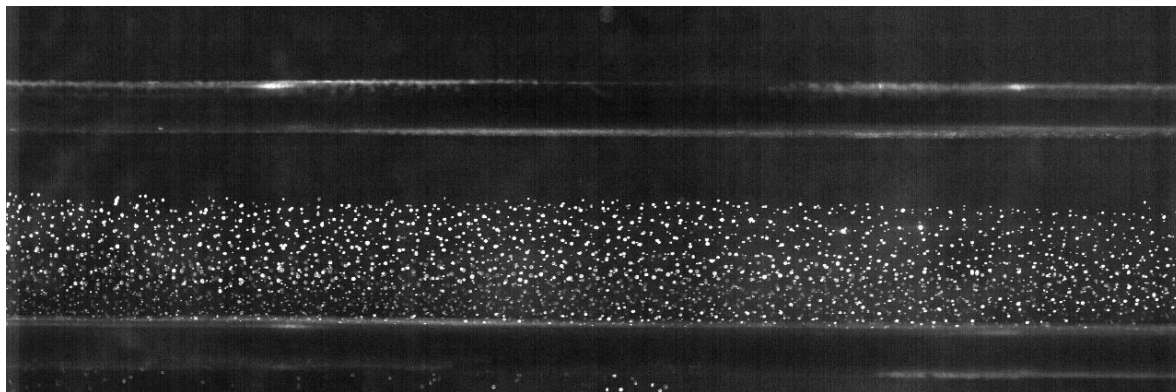


Рис.3. Фрагмент устойчивой структуры с большим количеством (более 2000 частиц) частиц: Al_2O_3 , $r=10-30$ $U=2.4$ кВ, $f=50$ Hz.

При увеличении подаваемого напряжения увеличивается количество частиц, захваченных ловушкой, и уменьшается межчастичное расстояние. При уменьшении напряжения часть частиц покидала ловушку. При значении $U_{\omega} = 3.82$ кВ частицы совершают малые колебания. При увеличении U_{ω} до 5,6 кВ некоторые частицы, расположенные в верхней части пылевой структуры, начинают перескакивать с места на место (меняются местами). На рисунках представлены кулоновские структуры при частоте $f = 50$ Гц. При уменьшении частоты электрического поля амплитуда колебаний частиц возрастает до тех пор, пока за время, соответствующее половине периода, частица не вылетает за пределы ловушки. Практически все частицы уходят из ловушки при частоте 20 Гц. При увеличении частоты уменьшается величина удерживающей силы (сила Гапонова-Миллера), поэтому частицы постепенно выпадают из ловушки под действием веса. В нашем эксперименте все частицы выпадали ли при частоте около 150 Гц.

Следует отметить, что большие структуры в эксперименте были получены без запирающих электродов на концах ловушки. Возможно, что роль запирающего электрода с постоянным потенциалом частично могли выполнять заряженные частицы, осевшие на диэлектрических стенках защитного ящика. Другим возможным механизмом запираения частиц в ловушке могут быть концевые эффекты, изменяющие конфигурацию электрического поля около торцов ловушки. Данный факт является благоприятным для практических задач с удержанием большого числа частиц, поскольку конструкция становится проще, нет дополнительных электродов с высоким потенциалом.

Заключение. Впервые получены большие устойчивые кулоновские структуры заряженных пылевых частиц с большим количеством частиц (более 2000) в линейной электродинамической ловушке при атмосферном давлении. Показана возможность масштабирования таких систем, как при численном моделировании, так и экспериментально. Устойчивые структуры с сильным взаимодействием ведут себя как одно тело, подверженное упругим деформациям, которое совершает колебания в поле ловушки и частицы после деформации возвращаются на свои места.

Литература

- [1] Комплексная и пылевая плазма: из лаборатории в космос/ под ред. В.Е. Фортова, Г.Е. Морфилла. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2012.
- [2]. P.K. Shukla, A.A. Mamun. Introduction to Dusty Plasma Physics. Taylor&Francis, 2001.
- [3]. Пауль В. //Электромагнитные ловушки для заряженных и нейтральных частиц// УФН. 1990. Т. 160. Вып. 12.
- [4]. R.F. Wuerker, H. Shelton and R.V. Langmuir. Electrodynamic containment of charged particles // J. Appl. Phys. 1959. V. 30. P. 342-349.
- [5]. Gina Visan, Ovidiu S. Stoican, An experimental setup for the study of the particles stored in an electrodynamic linear trap.// Rom. J. Phys. 2013. V. 58. P. 171-180.
- [6]. D.S. Lapitsky, V.S. Filinov, L.M. Vasilyak et al. Confinement of the charged microparticles by alternating electric field in a gas flow.// EPL. 2015. V. 110. 15001.
- [7]. L.M. Vasilyak, V.I. Vladimirov, L.V. Deputatova, et al. Coulomb stable structures of charged dust particles in a dynamic trap at atmospheric pressure in air.// NJP. 2013. V. 15. 043047.

НЕУСТОЙЧИВОСТЬ В КУЛОНОВСКОЙ СИСТЕМЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ С РАЗНЫМИ РАЗМЕРАМИ И МАССАМИ В ЛОВУШКЕ ПАУЛЯ

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

*Объединенный институт высоких температур Российской академии наук,
Ижорская улица, 13, строение 2, Москва, 125412, Россия*

Исследования кулоновских систем заряженных микрочастиц в газе и применение полученных знаний для технологического использования относятся к актуальным проблемам современной физики. В настоящее время физика плазмы с микрочастицами (пылевая плазма) представляет собой быстро развивающуюся область исследований, охватывающую различные фундаментальные аспекты физики плазмы, гидродинамики, кинетики фазовых переходов, нелинейной физики, физики твердого тела и астрофизики [1, 2]. Изучение поведения микрочастиц в плазме может привести к разработке новых технологий, в которых микрочастицы положительно влияют на физические процессы, что открывает новые возможности их практического применения. Примерами таких систем являются плазмохимические реакторы по синтезу новых веществ и установки по преобразованию энергии деления ядер в энергию оптического излучения. В литературе обсуждается создание новых источников электрической энергии, основанных на прямом преобразовании ядерной энергии в электрическую с использованием упорядоченных структур из радиоактивных микрочастиц [3, 4]. С помощью заряженных микрочастиц делящегося материала, сформированного в упорядоченную структуру, можно осуществить более эффективную накачку лазерно-активной среды и повысить мощность реакторно-лазерной системы. Следует упомянуть фотовольтаическую батарею, в которой осуществляется прямое преобразование ядерной энергии упорядоченной структуры заряженных микрочастиц делящегося материала в электрическую энергию [3].

Эксперименты по удержанию ансамбля заряженных микрочастиц с сильным кулоновским взаимодействием в газовых разрядах низкого давления показали возможность формирования стабильных пылевых структур в самопроизвольно возникающих в разряде стратах, играющих роль ловушек для микрочастиц. В плазменно-пылевых структурах были исследованы фазовые переходы в структурах жидкость-кристалл, переходы второго рода в кристаллах, плавление и разрушение кристалла. Было также обнаружено, что в таких кулоновских структурах возможно развитие неустойчивостей в виде вихрей, биений и осцилляций [1].

Однако при атмосферном давлении газовой среды меняется физическое описание системы микрочастицы - газ, в частности, повышается роль трения и газовых потоков, меняется механизм формирования заряда микрочастицы и изменяются свойства разряда. Поэтому формирование и удержание ансамбля заряженных микрочастиц с сильным кулоновским взаимодействием в плотных газовых средах потребует дополнительных исследований, в том числе направленных на создание специальных ловушек с различной конфигурацией электрических полей [5-8]. При атмосферном давлении газа получить устойчивые кулоновские системы в разрядах или в термической плазме до настоящего времени не удавалось. Впервые кулоновская устойчивая система в линейной квадрупольной ловушке Пауля при атмосферном давлении была получена данным коллективом, однако свойства таких систем не были исследованы [9,10]. Это, в первую очередь, связано с тем, что устойчивые структуры были получены в маленькой ловушке длиной 6,5 см и расстоянием между электродами 1,3 см. В силу сильного кулоновского взаимодействия между одноименно заряженными пылевыми частицами они выталкивали избыточные частицы из ловушки, поэтому полученные структуры содержали сравнительно небольшое количество частиц, что не позволило исследовать коллективные эффекты или возможные течения.

Целью настоящей работы были экспериментальные исследования коллективного взаимодействия в протяженных кулоновских структурах с большим количеством частиц в линейной ловушке в воздухе при атмосферном давлении. Ставилась задача создания больших структур с неустойчивостями. Предполагалось, что неустойчивость реализуется легче, если одновременно использовать частицы двух различных типов с сильно различающимися параметрами.

Экспериментальная установка для получения больших структур заряженных пылевых структур при атмосферном давлении состояла из квадрупольной линейной электродинамической ловушки, устройства зарядки пылевых частиц и системы визуализации. Схема линейной ловушки Пауля изображена на рисунке 1. Ловушка состоит из 4 цилиндрических параллельных электродов в виде стержней радиуса $R_l = 1,5$ мм. Характерная длина электродов ловушки $L_m = 33$ см, расстояние между электродами $L_b = 3$ см, что соответствует расстоянию $r_e = 2,1$ см от электродов до центральной оси ловушки. На электроды ловушки подается переменное напряжение со сдвигом по фазе следующим образом:

на электроды 1 - $U_0 \sin(\omega t)$, на электроды 2 - $U_0 \sin(\omega t + \pi) = -U_0 \sin(\omega t)$. На электроды ловушки подавалось переменное напряжение частотой 50 Гц и амплитудой 1,4-6,7 кВ. Для предотвращения влияния воздушных потоков на пылевую структуру, электродинамическая ловушка помещалась в короб из органического стекла с внутренними размерами 33х12х12 см.

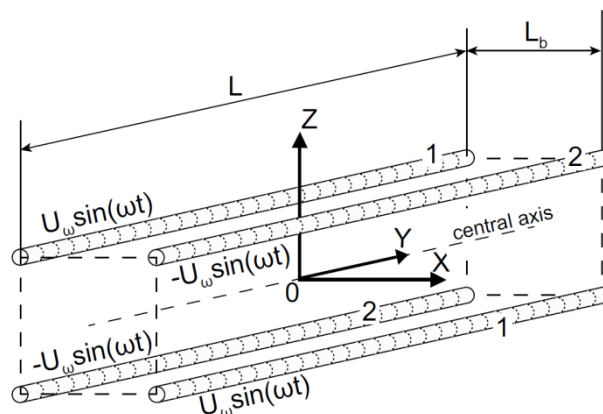


Рис. 1. Схема линейной ловушки Пауля, состоящей из четырех электродов. Ловушка расположена горизонтально, сила тяжести коллинеарна оси z и направлена вниз.

В экспериментах использовались полые микросферы из боросиликатного стекла диаметром 50 – 70 мкм и полидисперсный порошок Al_2O_3 . В экспериментах использовался полидисперсный порошок Al_2O_3 , с размерами 20 мкм, функция распределения по размерам которого представлена на рис. 2.

Для экспериментов специально были взяты два разных сорта частиц с разными размерами, массами и плотностью.

Частицы заряжались индукционным способом. Частицы насыпались на металлическую лопатку, на которую подавался электрический потенциал равный 9 кВ. Затем лопатка подносилась к электродам ловушки, и заряженные частицы попадали внутрь ловушки.

Для регистрации пылевых частиц использовалась цифровая видеокамера HiSpec-1 с максимальным разрешением 1280x1024 пикселей. Съемка проводилась с максимальным разрешением со скоростью до 507 кадров/с. Для подсветки пылевых частиц применялся лазер с длиной волны 532 нм и мощностью 250 мВт. Системой линз формировался плоский лазерный луч толщиной 1 мм и шириной 3 см.

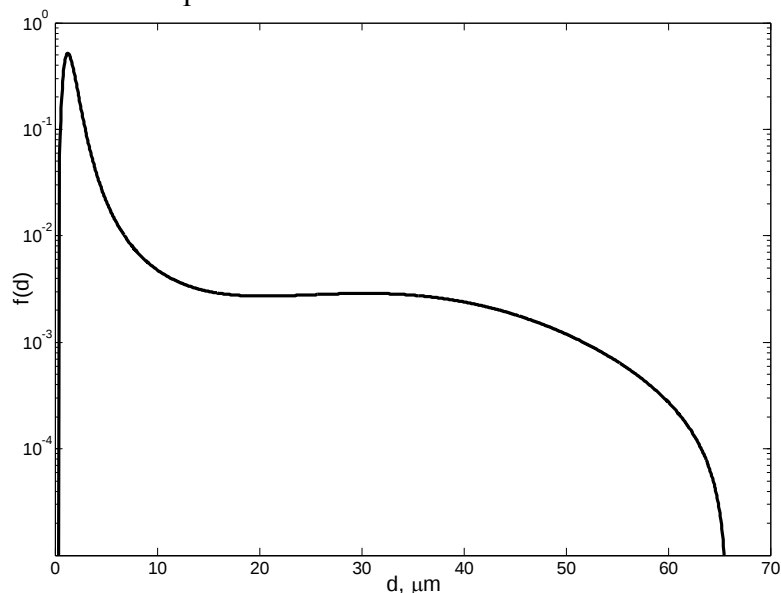


Рис. 2. Функция распределения исходных частиц Al_2O_3 по размерам.

В горизонтально ориентированной ловушке были получены устойчивые и неустойчивые кулоновские структуры, содержащие большое количество частиц, по оценкам, около 2000. На рисунке 3 представлена фотография протяженной пылевой структуры, состоящей из двух сортов частиц Al_2O_3 , и стеклянных микросфер размером 50-70 мкм, образовавшейся в электродинамической ловушке.

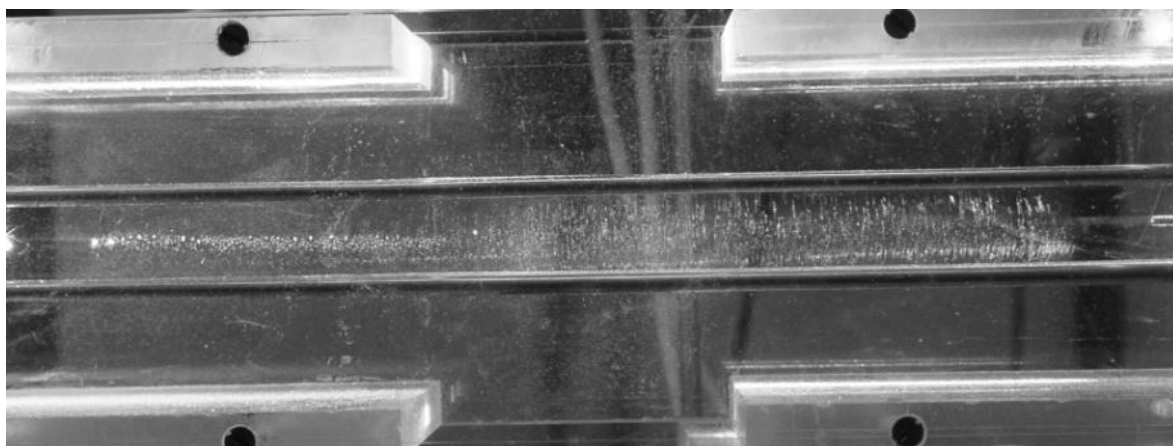


Рис. 3. Большая структура, в которой неустойчивость развивается только в правой части структуры. $U=2.4$ кВ, $f=50$ Гц. Частицы: Al_2O_3 , 2 мкм + Стекланные микросферы, 50-70 мкм.

Левая часть структуры стабильна, а правая становится неустойчивой при уменьшении U от 2.8 кВ до 2.4 кВ. Таким образом, изменяя состав частиц можно формировать структуры или части структур в различном фазовом состоянии, например, жидкость – газ, или даже вызвать неустойчивость. Эти состояния можно формировать путем изменения параметров ловушки.

Литература

- [1]. Vladimir E. Fortov, Gregor E. Morfill, Complex and Dusty Plasmas from Laboratory to Space, Taylor & Francis, 2009.
- [2]. P.K. Shukla, A.A. Mamun, Introduction to Dusty Plasma Physics, Taylor & Francis, 2001.
- [3]. A.V. Filippov, A.F. Pal', A.N. Starostin, et al., Atomic battery based on ordered dust-plasma structures //Ukr. J. Phys. 2005. V. 50. P. 137-143.
- [4]. V.A. Rykov, A.V. Khudyakov, V.S. Filinov, et al., Dynamic vortex dust structures in a nuclear-track plasma, //NJP. 2003. V. 5. P. 129/1-17.
- [5]. O.F. Petrov, M.I. Myasnikov, L.G. D'yachkov, et al., Coulomb clusters of dust particles in a cusp magnetic trap under microgravity conditions, //Phys. Rev. E. 2012. V. 86. 036404.
- [6]. L.G. D'yachkov, Coulomb Clusters in Harmonic Traps //Tech. Phys. Lett. V.41. 6, 602-605.
- [7]. W. Paul, Electromagnetic traps for charged and neutral particles, // Rev. M. Phys. 1990. V. 62. №3. P. 531-540.
- [8]. Major F.G., Gheorghe V.N., Werth G. Charged Particle Traps. Physics and Techniques of Charged Particle Field Confinement. Springer -Verlag. Berlin Heidelberg New York. 2005 (ISBN: 3-540-22043-7).
- [9]. D.S. Lapitsky, V.S. Filinov, L.M. Vasilyak, et al. Confinement of the charged microparticles by alternating electric field in a gas flow, et al.// EPL, 2015. V. 110. 15001.
- [10]. L.M. Vasilyak, V.I. Vladimirov, L.V. Deputatova, et al. Coulomb stable structures of charged dust particles in a dynamic trap at atmospheric pressure in air //NJP. 2013. V. 15. 043047.

КОМПЛЕКСНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ КАТОДНОЙ ПРИВЯЗКИ АРГОНОВОЙ ПЛАЗМЫ В ДУГОВОМ РАЗРЯДЕ

Д.В. Терешонок, А.С. Тюфтяев, М.Х. Гаджиев, М.А. Саргсян

*Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Объединенный институт высоких температур РАН, Ижорская 13, стр.2, Москва
e-mail: webadmin@ihed.ras.ru*

Термоэмиссионный катод из вольфрама широко применяется на практике, где требуется большой ресурс работы электродов, в частности в плазмотронах. В связи с этим роль приэлектродных процессов традиционно остается актуальной и важной.

Исследовали сильноточную дугу (200÷400А) в аргоне атмосферного давления в плазматроне с расширяющимся анодным каналом. Наблюдения за катодом и областью привязки дуги к катоду проводились через смотровые окна в сопле плазматрона (рис.1). Катод выполнен из спеченного лантанированного вольфрамового прутка диаметром 4мм, запрессованного и впаянного в массивную медную водоохлаждаемую обойму, с углом при вершине 70°[1].

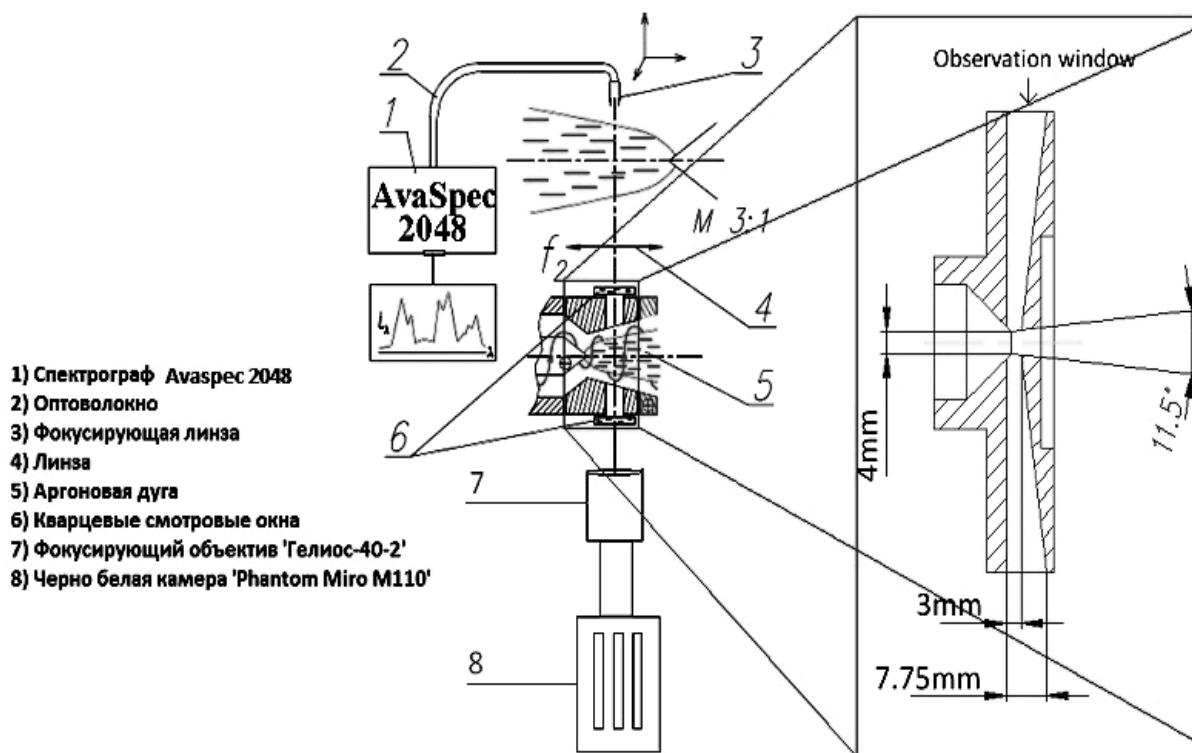


Рис. 1. Схема эксперимента, сопло с смотровыми окнами

Из одного смотрового окна изображение проектировалось объективом «Гелиос-40-2» на матрицу высокоскоростной, цветной камеры Phantom Miro M110. С противоположного окна велась запись спектров на 3х каналный спектрограф Avaspec 2048 (200÷11000 нм).

Спектрограф Avaspec с перемещающимся вдоль оси плазменной струи световодом, регистрировал спектры излучения, начиная от кончика катода с шагом в 0.2мм. Температура электронов рассчитывалась методом относительных интенсивностей линий частиц одинаковой кратности ионизации используя уравнение [2]:

$$\frac{I_{ki}^B}{I_{ki}^C} = \frac{A_{ki}^B g_k^B \lambda_{ki}^C}{A_{ki}^C g_k^C \lambda_{ki}^B} \exp\left(-\frac{E_k^B - E_k^C}{kT_e}\right),$$

где A – вероятность перехода, g – статистический вес, λ – длина волны линии, E_{k-m} – энергия возбуждения соответствующих частиц; все являются табличными значениям полученными из базы данных NIST. Для оценки температуры электронов использовались спектральные линии ионов ArII и ArIII в области 200÷380 нм (рис.2). Концентрация электронов считалась по штарковскому уширению спектральных линий ArII 373.79 нм и ArII 329.36 нм и составила $1.5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Значения электронных температур в зависимости от участка исследуемой плазмы представлены в таблице 1. Погрешность результатов составляет 5÷10%.

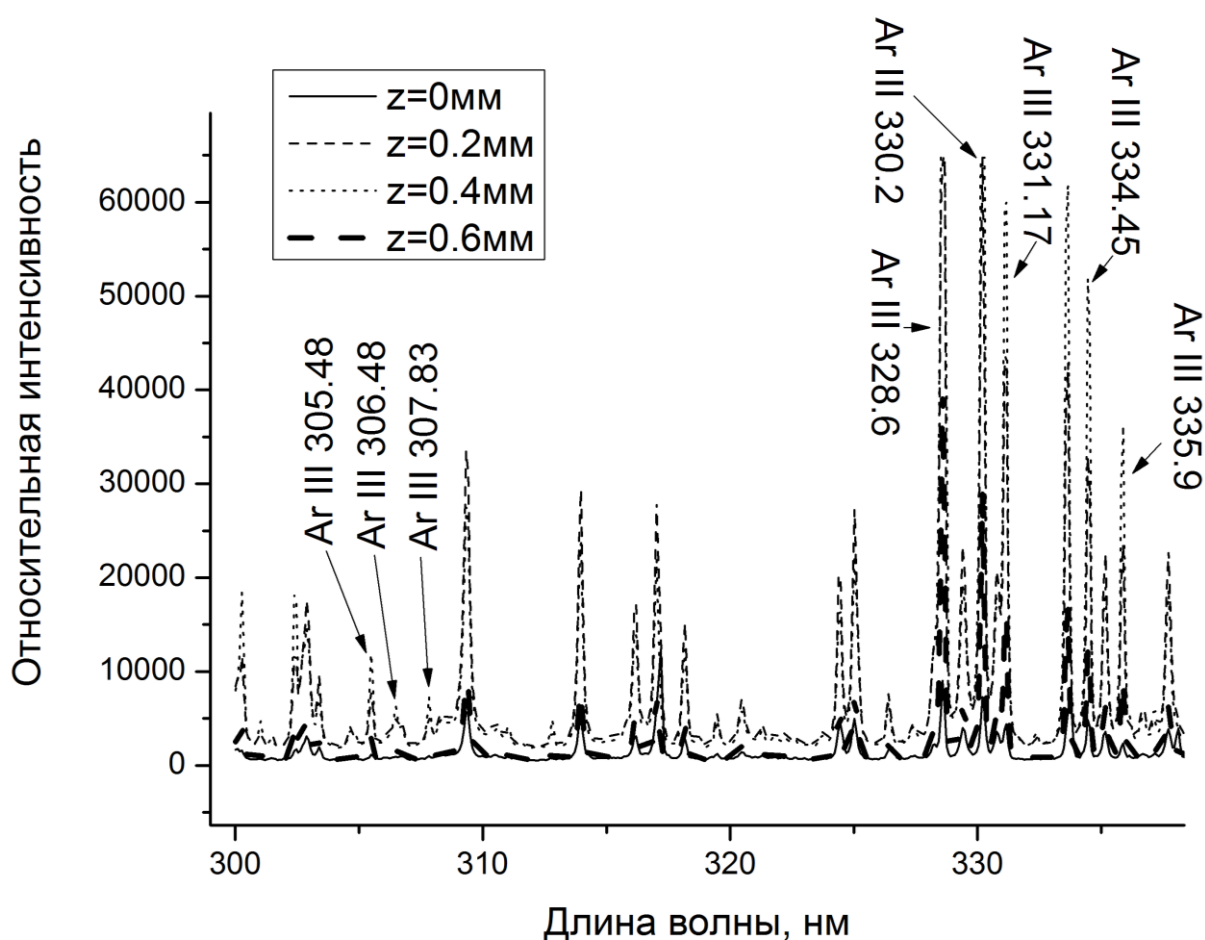
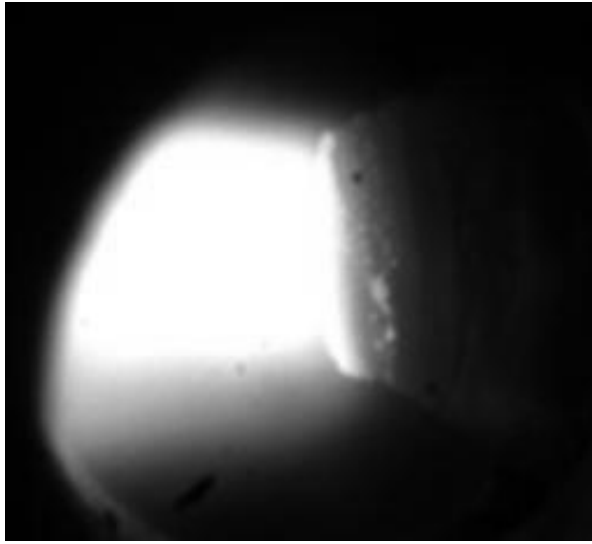


Рис.2. Спектр аргоновой плазмы вблизи катода

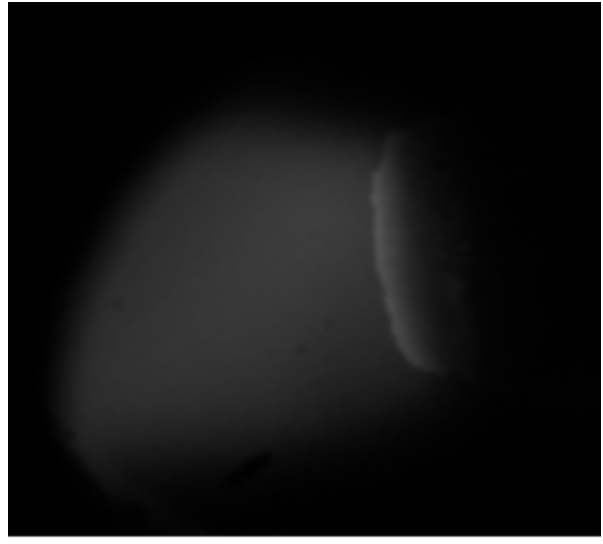
Таблица 1. Значения температуры электронов в зависимости от тока дуги и расстояния от кончика катода

Расстояние от катода	I, A	Z = 0мм	Z = 0.2мм	Z = 0.4мм	Z = 0.6мм
Температура электронов (кК)	200A	20.2	22.4	22.3	20.5
	300A	22.1	23.4	22.7	21.4
	400A	22.4	25.8	22.9	21.7

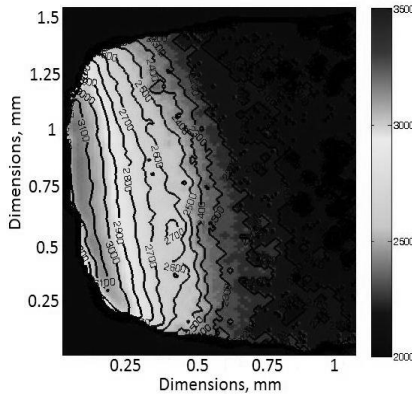
Полученные с помощью черно-белой матрицы видеogramмы свечения образцов позволяют, используя интерференционный фильтр с полосой пропускания 589нм и камеру Phantom в качестве быстродействующего микропирометра с пространственным разрешением 30 мкм [3], получить поля температуры на поверхности катода. Калибровка потоков излучения осуществлялась с использованием эталона яркости – вольфрамовой ленточной лампы с яркостной температурой 2400 К. Термограмма катода представлена на рис.3.



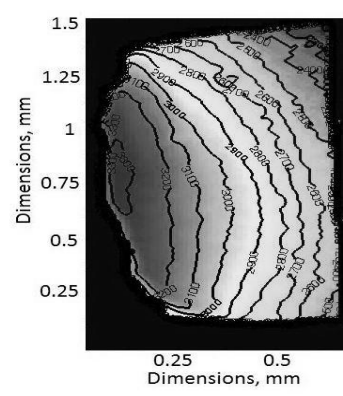
а)



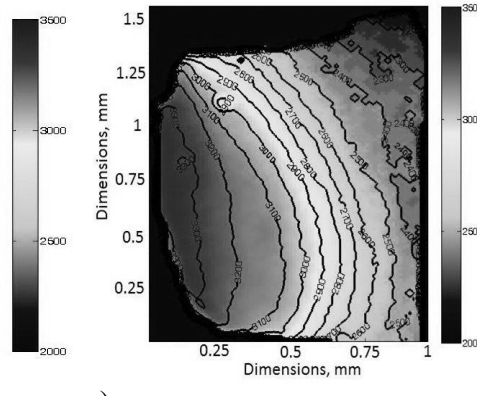
б)



в)



г)



д)

Рис. 3. (а) Фотография катода в рабочем состоянии (б) Фотография катода с наложенным интерференционным фильтром (в-д) термограммы катода при токах 200, 300 и 400 А

Плотность тока на катоде в соответствии с законом сохранения тока $I = jS_c = j_p \pi R^2$ (где $S_c \approx 1 \cdot 10^{-2} \text{ см}^2$ – радиус привязки дуги на катоде, $R \approx 1.8 \cdot 10^{-1} \text{ см}$ – радиус положительного столба) будет определяться выражением:

$$j_{ion} = \left(1 + \frac{T_e}{T_i}\right) e D_i \frac{n_i}{l_{ion}} \frac{\pi R^2}{S_c} \sim 3.2 \cdot 10^3 \text{ А/см}^2.$$

Данная оценка является существенно меньше наблюдаемого в эксперименте полного тока:

$$j = \frac{I}{S_c} = 2 \cdot 10^4 \text{ А/см}^2.$$

Ток эмиссии электронов (с поправкой Шоттки за счет электрического поля вблизи катода) является:

$$j_{em} = A T_k^2 \exp\left(-\frac{e\varphi_{eff}}{kT_c}\right) = 10^4 \text{ А/см}^2,$$

где эффективная работа выхода $\varphi_{eff} = 3.0 \text{ эВ}$ [4] (включая поправку Шоттки) и температура поверхности катода $T_c = 3000 \text{ К}$. Таким образом, электронный ток не может

компенсировать разницу между общим и ионным током $j - j_{ion} > j_{em}$, но если эффективная работа имеет значение 2.7eV [5] то $j_{em} = 3.2 \cdot 10^4$ А/см², тогда значения плотности тока становятся достаточно близки.

Предложен оригинальный подход в изучении процессов катодной привязки, обеспечивая средства измерения катодных характеристик через смотровые окна сопла. Представлены спектрографические и термометрические данные о катоде полученные через окна, а также значения электронной температуры и концентрации электронов при трех значениях рабочего тока дуги (200, 300 и 400А). Экспериментальное значение для плотности тока и ее оцененные значения имеют тот же порядок величины $j = 2 \cdot 10^4$ А/см². Максимальная температура поверхности катода была зарегистрирована в диапазоне 3000÷3300К для 200÷400А с максимальной погрешностью 30К.

Исследование выполнено при финансовой поддержке
Российского научного фонда (№ 14-50-00124)

Литература

- [1] M.Kh. Gadzhiev, M.A. Sargsyan, D.V. Tereshonok and A.S. Tyuftyaev. Investigation of the argon arc binding to the lanthanated tungsten cathode // EPL. - 2015. - V. 111. - 25001 (4 pp).
- [2] Методы исследования плазмы. /Под ред. В.Лохте-Хольтгревена, М., Мир, 1971, 552 с.
- [3] Горячев С.В., Исакаев Э.Х., Мясников М.И., Чиннов В.Ф. // ТВТ. - 2008. - т.46. - № 6. - С. 1-6.
- [4] Manabu Tanaka, Masao Ushio, Mitsuru Ikeuchi and Yoshiro Kagebayashi In situ measurements of electrode work functions in free-burning arcs during operation at atmospheric pressure // Journal of Physics D:Applied Physics. - 2005. - Vol. 38. - p.p. 32-38.
- [5] Gerhard Leichtfried Metals for Light Sources - Barriers to Overcome for More Reliable and Environmental Friendly Light Sources. 1st European Meeting on the Science and Technology of Light Sources, At Toulouse, Volume: 1. January 2002.

ВРЕМЕННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИСКРОВОГО РАЗРЯДА В РАЗЛИЧНЫХ ГАЗАХ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ УДЕЛЬНОГО ЭНЕРГОВКЛАДА

Аль-Харети Ф.М.А., Омаров О.А., Омарова Н.О., Омарова П.Х.

Дагестанский государственный университет, Дзержинского 12а, 367000, Махачкала,
Россия

e-mail: inporao@mail.ru

Учитывая практическое значение газовых разрядов в технике (термоядерная проблема, сверхмощные генераторы, плазменные ускорители, высоковольтное оборудование и т.д.), проводились исследования разряда высокого давления для промежутков длиной от 0,1 до 0,3 см [1].

Интерес к излучению временных характеристик искрового разряда связан с тем, что характер зависимости времени формирования, времени резкого спада напряжения на газовом промежутке от энергии, вкладываемой в образование плазмы газового разряда, в значительной степени определяет механизм пробоя.

В работе экспериментально изучены зависимости времени формирования и резкого спада напряжения в воздухе, азоте, элегазе (шестифтористая сера) в зависимости от давления газа, расстояния между электродами, мощности облучения и влияния внешнего критического магнитного поля, при определенном удельном энерговкладе [2].

Показано, что время формирования пробоя увеличивается с увеличением удельной энергии $W_{уд}$ и с уменьшением интенсивности предионизации. При сравнительно небольших интенсивностях облучения в воздухе наблюдается увеличение времени формирования [3], в зависимости от длины газоразрядного промежутка и интенсивности облучения.

Время резкого спада увеличивается с увеличением длины промежутка при одинаковом удельном энерговкладе. С ростом энерговклада [4] время формирования уменьшается, что связано с ростом числа актов ионизации, приводящих к увеличению числа излучающих ионов.

Работа выполнена при финансовой поддержке базовой части госзадания Минобрнауки России в сфере научной деятельности по заданию № 2014/33, проект № 2644.

Литература

- [1]. Омаров О.А. Электрический пробой газов высокого давления в сильных магнитных полях / Докторская диссертация. Москва. ИВТАН. 1983 г.
- [2]. Омаров О.А., Омарова Н.О., Хачалов М. Б., Аль-Харети Ф.М.А., Омарова П.Х. Роль термоэлектронной эмиссии в формировании и развитии искрового канала в газах // Прикладная физика - 2015, №3. С. 52-56.
- [3]. Аль-Харети Ф.М.А., Омаров О.А., Омарова Н.О., Омарова П.Х. Формирование начальных стадий развития искрового разряда в аргоне во внешнем магнитном поле // Вестник ДГУ. - 2014. - Вып. 6. - С. 47-55
- [4]. Аль-Харети Ф.М.А., Омаров О.А., Омарова Н.О., Омарова П.Х. Влияние внешних магнитных полей на энергетические характеристики искрового пробоя. ВАНТ, 2015. Т. 38. Вып. 1. С. 88-96.

ИЗЛУЧЕНИЕ ПЛАЗМЫ СИЛЬНОТОЧНОГО РАЗРЯДА В КРИТИЧЕСКИХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

Аль-Харети Ф.М.А., Омаров О.А., Омарова Н.О., Омарова П.Х.

Дагестанский государственный университет, Дзержинского 12а, 367000,

Махачкала, Россия

e-mail: inporao@mail.ru

Исследовался пробой Ag при наличии внешнего ультрафиолетового ионизатора ($n_e \sim 10^8 \text{ см}^{-3}$) при условиях: $p=2280 \text{ Тор}$, $d=0,3 \text{ см.}$, с целью выяснения влияния удельного энерговклада на формирование плазмы сильноточного разряда. Увеличение энерговклада меняет картину формирования искрового канала. Электрические, оптические и спектральные измерения показали, что процесс ускорения формирования плазмы искрового канала и его расширение с ростом энерговклада происходит за счет увеличения концентрации и температуры. Внешние критические магнитные поля увеличивают удельный энерговклад на всех стадиях формирования плазмы искрового разряда.

Наличие внешних критических магнитных полей $H_{кр}$ уменьшает скорость расширения плазмы с одновременным увеличением концентрации n_e и температуры T_e электронов.

Спектры излучения Ag были сняты в условиях линейной зависимости оптической плотности почернения фотопленки от освещенности. При двух значениях напряженности магнитного поля ($H=0$ и $H=400 \text{ кЭ}$, $p=2280 \text{ Тор}$, $d=0,3 \text{ см}$) регистрировалась спектрохронограмма участка 280-500 нм. В дальнейшем эти спектры были оцифрованы с помощью компьютерной программы Math Cad.

Анализ полученных данных показывает, что наложение внешнего продольного критического магнитного поля приводит к росту интенсивности излучения именно в коротковолновой области спектра. Для длинноволновой области спектра характерен более поздний рост интенсивности излучения с ростом напряженности внешнего продольного магнитного поля [1].

При увеличении напряженности внешнего продольного магнитного поля, как показывают спектры непрерывного излучения, максимальное значение энергии перемещается в область коротких длин волн (при $H = 0$, $\lambda_{max} = 420$ нм; $H = 140$ кЭ, $\lambda_{max} = 400$ нм; $H = 200$ кЭ, $\lambda_{max} = 370-380$ нм. С учетом роста температуры плазмы выполняется соотношение $\lambda_{max} \cdot T \approx 1,576 \cdot 10^7$ К·нм).

Длительность светового импульса составляет ~ 1 мкс, хотя некоторые линии атомарного аргона и некоторые ионные линии излучаются в течение 6 - 8 мкс. В магнитном поле длительность импульса излучения незначительно возрастает. Степень влияния продольного магнитного поля определяется скоростью прорастания искрового канала. Скорость расширения является функцией энергии, вкладываемой в разряд [2]. Следовательно, увеличение скорости ввода энергии приведет к росту влияния магнитного поля на характеристики искрового канала [3], в том числе и на спектральные. Этот результат может быть использован для формирования импульсов излучения с крутым передним фронтом ($\sim 10^{-7}$ с) и регулируемым спектральным составом. Кроме того доля энергии, идущая на излучение, в магнитном поле возрастает, т.е. увеличивается к.п.д. излучения искрового канала.

На стадии медленного расширения канала, т.е. начиная с момента $t=500$ нс интенсивность непрерывного излучения уменьшается, уменьшается также интенсивность ионных линий, в то время как яркость линий нейтрального аргона 394,89 нс, 392,9 нс и линий алюминия АII – 302,9 нс, 308,2 нс; АIII – 281,6 нс, 280,1 нс возрастает.

Максимум излучаемой энергии в магнитном поле смещается в коротковолновую область спектра, что является следствием увеличения температуры плазмы [4]. Для температуры и λ_{max} выполняется соотношение

$$\lambda_{max} \cdot T = 1,576 \cdot 10^{-2} \text{ К} \cdot \text{нм}.$$

Спектр излучения характеризуется линиями атомарного аргона, а спектр формирующегося искрового канала - линиями ионизованного аргона и интенсивным континуумом. Спектральный состав излучения и интенсивность континуума во внешнем продольном магнитном поле зависит от напряженности магнитного поля. При увеличении напряженности внешнего магнитного поля максимальное значение непрерывного излучения перемещается в область коротких длин волн; интенсивность излучения возрастает.

В развивающемся искровом канале температура плазмы имеет значение 40000 К. Рост температуры и плотности плазмы канала вызван действием внешнего продольного магнитного поля.

Работа выполнена при финансовой поддержке базовой части госзадания Минобрнауки России в сфере научной деятельности по заданию № 2014/33, проект № 2644.

Литература

- [1]. Омаров О.А., Омарова Н.О., Омарова П.Х., Рамазанова А.А., Аль-Харети Ф.М.А., Хачалов М.Б. Спектроскопия плазмы искрового пробоя газов в сильных магнитных полях//Инженерная физика. №5. М. 2013. С. 50-58.
- [2]. Аль-Харети Ф.М.А., Омаров О.А., Омарова Н.О., Омарова П.Х., Хачалов М.Б. Спектральные исследования искрового разряда // Инженерная физика. Москва. 2013. №10. С. 43-53.
- [3]. Аль-Харети Ф.М.А., Омаров О.А., Омарова Н.О., Омарова П.Х. Влияние внешних магнитных полей на энергетические характеристики искрового пробоя. ВАНТ, 2015. Т. 38. Вып. 1. С. 88-96.
- [4]. Грим Г. Спектроскопия плазмы. М., 1969. 451с.

ВЛИЯНИЕ КРИТИЧЕСКОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ИЗЛУЧЕНИЕ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ ПРИ ПРОБОЕ ГАЗОВ ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ

Аль-Харети Ф.М.А., Омаров О.А., Омарова Н.О., Омарова П.Х.

Дагестанский государственный университет, Махачкала, Дзержинского 12а

e-mail: inporao@mail.ru

Канальная стадия искрового разряда в газах высокого давления обладает наибольшей яркостью. Значительная часть энергии, вкладываемой в разряд, идет на излучение.

Для построения теории искрового разряда и применение его в качестве источника излучения важно знать физические параметры плазмы. Исследования с помощью интерферометра распределения плотности по сечению разряда для различных моментов времени описаны в [1-3]. Средняя температура плазмы, в соответствии с гидродинамической теорией $T \approx 40000$ К. Измерения подтвердили наличие сильного всплеска излучения позади фронта ударной волны, причем с ростом интенсивности волны максимум излучения приближается к фронту. С ростом мощности величина яркости остается неизменной и соответствует яркости абсолютно черного тела при температуре 40000 К (в случае Ar). Исследование равномерности распределения температуры по сечению канала методом сравнения температуры по интенсивности линейчатого спектра показали, что температура по радиусу канала распределена равномерно.

Постоянство температуры в канале искры соблюдается в весьма широких пределах изменения скорости поступления энергии, что позволило считать, что насыщение яркости излучения канала искры связано не с экранировкой высокотемпературных зон разряда более низкотемпературными, а с наличием предельного значения температуры плазмы искрового канала.

Экспериментальное исследование радиального распределения температуры в канале сильноточного разряда показало, что в отличие от случая искрового разряда она распределена неравномерно. Это обстоятельство позволяет предположить, что радиальное распределение газодинамических параметров в канале искры определяются в основном параметрами разряда [3]. В исследовании влияния магнитного поля на плотность, температуру плазмы показали, что влияние поля сводится к уменьшению неоднородности в распределении газодинамических функций.

При анализе экспериментальных результатов [4-6] будем считать излучение неравновесным, и основными механизмами являются тормозное и рекомбинационное излучение. Лучистой теплопроводностью в условиях эксперимента можно пренебречь.

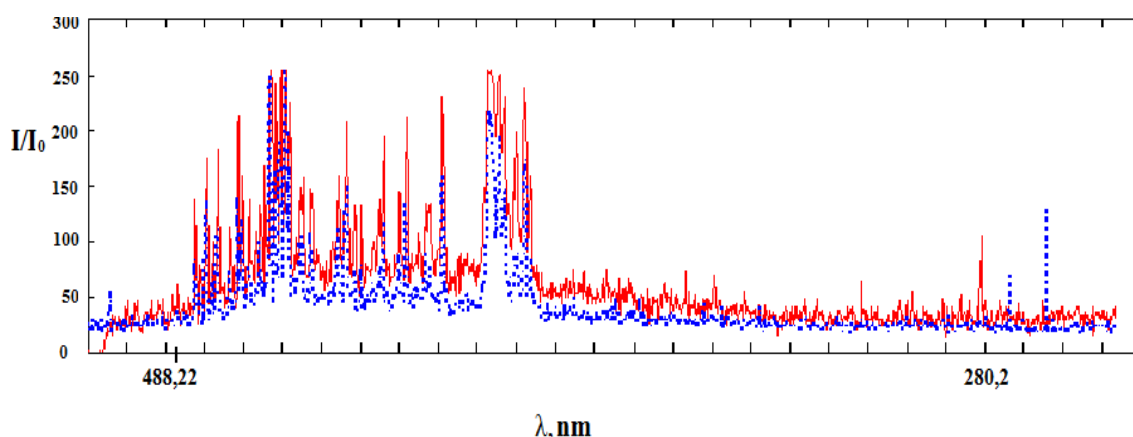


Рис.

1. Спектр излучения Ar, при $d=0.003$ м, $p=2280$ Тор, $U_{np}=5$ кВ в диапазоне 280 нм – 500 нм, сплошная линия — $H=0$; пунктирная - - - $H=400$ кЭ.

Спектр излучения формирующегося искрового канала обладает достаточной интенсивностью. Для хронологии изменения интенсивности излучения большого диапазона длин волн, использовались численные методы моделирования на основе компьютерной программы MathCad. Спектры излучения Ar сняты в условиях линейной зависимости

оптической плотности почернения фотопленки от освещенности. Спектрохронограмма участка 280,2 - 488,22 нм показана на рис. 1, при двух значениях напряженности магнитного поля $H=0$ и $H=400$ кЭ ($E/p=9$ В/см·Тор, $p=2280$ Тор, $d = 0,003$ м.).

Спектр предискрового диффузного канала характеризуется в основном линиями атомарного аргона. Наиболее интенсивно излучаются линии ArI: 442,3 нм, 436,3 нм, 433,5 нм и 355,6 нм. Уширение этих линий на этой стадии незначительное (0,05 – 0,1 нм), что соответствует концентрации электронов $\sim 10^{16}$ см⁻³. Интенсивно возбуждаются на ранних стадиях некоторые ионные линии ArII 372,9 нм, 358,8 нм, 354,5 нм с потенциалами возбуждения соответственно 19,96 эВ, 22,94 эВ, 24,62 эВ.

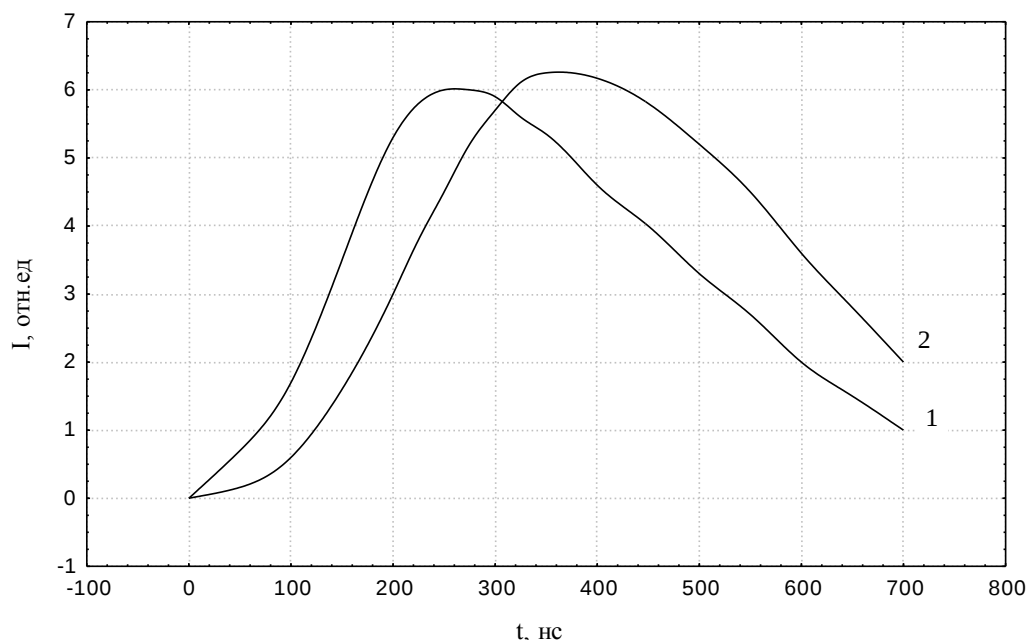


Рис.2. Интенсивность спектральных линий плазмы искрового канала
1) ArI 442,3 нм; 2) ArII 422,8 нм.

Через 150-200 нс яркость ионных линий возрастает (см. рис. 2) и начинает регистрироваться непрерывный спектр в широком диапазоне длин волн, максимальная яркость ионных линий и непрерывного спектра достигается через 300-400 нс с начала резкого роста тока.

В магнитном поле интенсивность непрерывного излучения возрастает, возрастает также яркость ионных линий в ультрафиолетовой области: ArII – 280,6 нм, ArIV – 280,9 нм и линий материала электродов Al – 280,1 нм, 281,6 нм. Интенсивность же линий в видимом диапазоне спектра с ростом напряженности магнитного поля уменьшается.

В таблице 1 даны значения интенсивностей трех линий однократно ионизованного аргона при различных значениях напряженности магнитного поля для $t = 300$ нс.

Таблица.1

№	λ , нм	Интенсивность в относит.ед.			
		$H=0$	$H=80$ кЭ	$H=140$ кЭ	$H=200$ кЭ
1	480,6	10	9,12	8,13	7,9
2	454,5	3,39	3,3	3,21	3,16
3	422,8	2,51	2,49	2,44	2,39

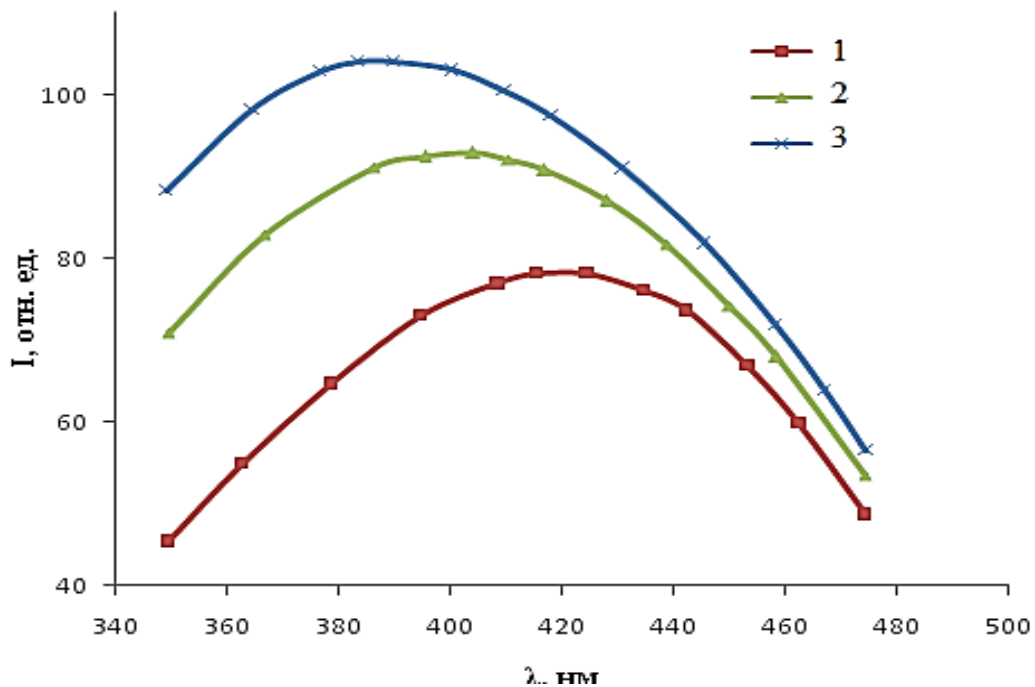


Рис. 3. Зависимость интенсивности непрерывного излучения искрового канала I от длины волны λ : 1) $H=0$; 2) $H=140$ кЭ; 3) $H=200$ кЭ.

Как видно из рис. 3, с увеличением напряженности магнитного поля максимум энергии смещается в коротковолновую область спектра: при $H=0$ $\lambda_{\max}=420$ нм, при $H=140$ кЭ – 400 нм, при $H=200$ кЭ – 380 нм. Таким образом, спектральный состав излучения искрового канала зависит от напряженности магнитного поля.

Длительность светового импульса составляет ≈ 1 мкс. В магнитном поле длительность импульса излучения незначительно возрастает.

Степень влияния продольного магнитного поля определяется скоростью расширения искрового канала, которая является функцией скорости ввода энергии. Следовательно, увеличение скорости энерговклада приведет к росту влияния магнитного поля на характеристики искрового канала, в том числе и спектральные. Уменьшение в магнитном поле скорости поперечного переноса фронта ионизации обуславливает изменение в распределении энергии, соответственно изменение спектрального состава излучения плазмы [6]. Этот результат может быть использован для формирования импульсов излучения с крутым передним фронтом ($\sim 10^{-7}$ с) и регулируемым спектральным составом. Кроме того, доля энергии, идущая на излучение в магнитном поле возрастает, т.е. увеличивается к.п.д. излучения искрового канала.

Для объяснения экспериментально наблюдаемых закономерностей необходимо определить влияние магнитного поля на параметры плазмы: температуру и плотность.

Для определения температуры плазмы искрового канала был применен метод относительных интенсивностей спектральных линий, основанный на том, что для плазма искрового канала находится в состоянии ЛТР[2](локального термодинамического равновесия) отношение интенсивностей линий может быть записано так:

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{f_1 g_1 \lambda_2^3}{f_2 g_2 \lambda_1^3} \exp\left(-\frac{E_1 - E_2}{kT}\right), \quad (1)$$

где f_i – сила осциллятора линии длиной волны λ_i , E_i – энергия возбуждения, g_i – статистический вес уровня; для линии λ_2 аналогичные величины обозначены индексом «2». Формула (1) применима к линиям одинаковой кратности ионизации.

Линии, используемые для измерения температуры, должны удовлетворять определенным требованиям: должны быть известны параметры этих линий, отсутствовать самопоглощение. Для аргона наиболее удобным оказались линии ArII – 448,18 нм, 454,5 нм, 480,6 нм, 476,4 нм, 484,7 нм. Эти линии являются достаточно яркими в спектре

излучения канала. Для большинства линий аргона искажение профиля линии за счет самопоглощения несущественно [7]. Оптическая толщина при $n_e \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и $kT=3 \text{ эВ}$ для линии 480,6 нм составляет 0,01 м, что намного больше характерного размера канала. Проверка самопоглощения линий совмещением каждой точки излучающего объема с его изображением также показала, что плазму можно считать прозрачной.

По линиям ArII 480,6 нм, у которой $E_2^a=19,22 \text{ эВ}$, $E_0=27,6 \text{ эВ}$, получим, что при $n_e \geq 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и $kT \approx 3 \text{ эВ}$ в стационарной плазме ЛТР устанавливается. Для этой концентрации при $z=1$ время установления равновесия, оказалась равной $\tau_p \sim 7 \cdot 10^{-8} \text{ с}$. При более высоких концентрациях время установления равновесия будет меньше ($n_e \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$ - $\tau_p \sim 10^{-8} \text{ с}$). Что касается диффузного канала, то здесь вряд ли можно говорить о полном ЛТР.

Значение электронной температуры, вычисленное по относительной интенсивности спектральных линий ArII при токе разряда 50 А, оказались равными в пределах погрешности эксперимента, что указывает на достоверность измерений [8]. Электронная температура, определенная по формуле (1) для момента $t=40 \text{ нс}$ после начала резкого роста тока $T_e \approx 5,2 \cdot 10^4 \text{ К}$. Время выравнивания температуры электронов и ионов можно определить по скорости передачи энергии от электронов к ионам. Частота электрон-ионных столкновений $\nu = n_e \pi e^4 \bar{v} \frac{\ln \Lambda}{(kT_e)^2}$ а время передачи энергии

$$\tau_{ei}^* = (\delta \nu_{ei})^{-1} \sim \frac{M}{m} \frac{(kT)^2}{\pi e^4 n_e \bar{v}}. \quad (2)$$

Для $n_e \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$ $\tau_{ei}^* \sim 10^{-8} \text{ с}$. Таким образом, при $n_e \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$ время выравнивания температуры электронов и ионов составляет $\sim 10^{-8} \text{ с}$.

С момента замыкания промежутка ярким искровым каналом магнитное поле приводит к увеличению температуры плазмы канала. В таблице 2. даны значения T при различных напряженностях магнитного поля на стадии быстрого расширения ($t=300 \text{ нс}$).

Таблица 2.

$\lambda, \text{ нм}$	$T, 10^4 \text{ К}$		
	$H=0$	$H=140 \text{ кЭ}$	$H=200 \text{ кЭ}$
$\begin{cases} 448,18 \\ 454,5 \end{cases}$	3,6	3,9	4,1
$\begin{cases} 480,6 \\ 476,4 \end{cases}$	3,9	4,4	4,6
$\begin{cases} 484,7 \\ 476,49 \end{cases}$	3,6	3,8	4,0
Средняя	3,7	4,03	4,23

Как видно из приведенных результатов измерений, продольное магнитное поле на стадии расширяющегося канала приведет к увеличению температуры [9]. Это следует и из баланса энергии, так как доля энергии идущая на расширение канала в магнитном поле уменьшается, то доля идущая на излучение и увеличение внутренней энергии плазмы должна возрастать, в этой связи, представляется перспективным использование искрового разряда в магнитном поле в качестве импульсного источника излучения, работающей в ультрафиолетовой области спектра.

На стадии медленного расширения канала, т.е. начиная с момента $t=500 \text{ нс}$ интенсивность непрерывного излучения уменьшается, уменьшается также интенсивность ионных линий, в то время как яркость линий нейтрального аргона 394,89 нм, 392,9 нм и линий алюминия AlI – 302,9 нм, 308,2 нм; AlII – 281,6 нм, 280,1 нм возрастает.

В продольном магнитном поле с момента $t=700 \text{ нс}$ сильно возрастает свечение линий ArI 394,89 нм; ArII 280,6 нм; ArIV 280,9 нм и Al 281,6 нм; 280,1 нм; 309,27 нм и

308,216 нм. Соответствующие изменения обнаруживает и температура: в отсутствии магнитного поля температура быстро падает ($t=1,5$ мкс, $T \approx 28000$ К); в магнитном поле скорость изменения температуры уменьшается ($t=1,5$ мкс, $T \approx 26000$ К) (рис.4). Максимум излучаемой энергии в магнитном поле смещается в коротковолновую область спектра, что является следствием увеличения температуры плазмы.

Температура определенная по проводимости плазмы для момента $t=1$ мкс равна 25000 К, а по относительной интенсивности спектральных линий 31000 К. Расхождение этих величин составляет приблизительно 20%.

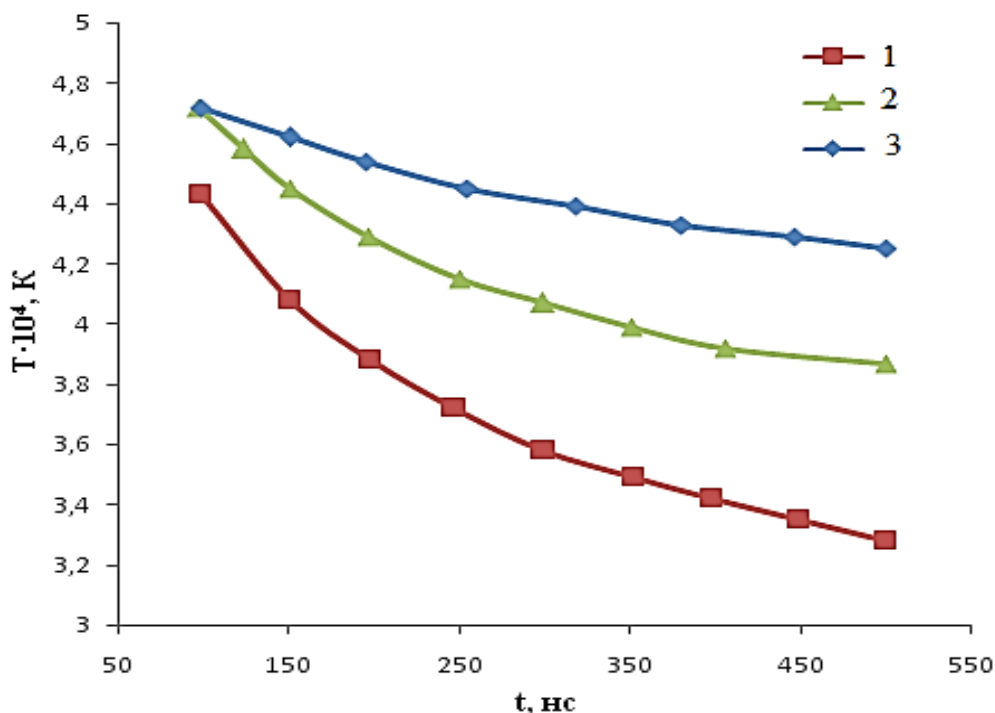


Рис. 4. Изменение температуры плазмы искрового канала со временем: 1) $H=0$; 2) $H=140$ кЭ; 3) $H=200$ кЭ.

Ширина спектральных линий при высоких концентрациях заряженных частиц определяется штарковским механизмом уширения [10]. Этот факт лежит в основе метода определения концентрации заряженных частиц по измеренной ширине спектральных линий. Контуры спектральных линий однозначно определяются плотностью электронов в том случае, когда уширение другими механизмами (доплеровским, вандер-ваальсовским, зеемановским) можно пренебречь. Оценим вклад различных механизмов в уширение линий ионизованного аргона. При плотностях электронов 10^{16} см^{-3} ударная полуширина линии $\text{ArII} 480,6$ нм ($kT_e=4$ эВ) составляет $\sim 0,1$ нм [8]. На канальной стадии максимальная

напряженность соответственно равна $H = \frac{2F}{cr} \approx 5000$ Э

Тогда уширение собственным магнитным полем будет равно :

$$\Delta\lambda_n \approx \frac{\lambda^2}{4\pi} \frac{eH_k}{mC^2} \approx 0,002 \text{ нм.}$$

Доплеровское уширение для линии $\text{ArII} 480,6$ нм $\Delta\lambda_d \approx 7,16 \cdot 10^{-7} \cdot \lambda \cdot \left(\frac{T}{A}\right)^{1/2}$ при температуре $T = 4 \cdot 10^4$ К, пренебрежимо мало $\sim 10^{-3}$ нм. Ван-дер-ваальсовское уширение на канальной стадии отсутствует, т.к. в плазме канала нейтральные атомы за очень малые времена выгорают.

Теоретические расчеты штарковского уширения и сдвига спектральных линий в плазме для многих элементов приведены в [10]. В широком интервале электронных плотностей и температур полуширина ионных линий приближенно равна:

$$\Delta\lambda_{0,5} \approx 2 \left[1 + 1,75 \cdot 10^{-4} \cdot n_e^{1/4} (1 - 0,01 n_e^{1/6} \cdot T_e^{1/2}) \right] \cdot 10^{16} \omega \cdot n_e, \quad (3)$$

где α - параметр ионного уширения, ω – ударная электронная полуширина.

При больших концентрациях ион-ионные корреляции и дебаевское экранирование могут привести к уменьшению электронной ударной ширины и дебаевское экранирование можно не учитывать до тех пор, пока расстояние между уровнями в масштабе частоты больше электронной плазменной частоты.

При $R \geq 1$ дебаевская теория уже не справедлива, и нельзя ограничиться только парным взаимодействием.

Влияние зависимости ионного поля дает параметр δ . Оценка неравенств с использованием данных таблиц Грима [10] показывает, что в нашем случае электронная концентрация может быть определена по штарковскому уширению ионных линий аргона. В случае линейного штарк-эффекта полуширина спектральных линий определяется выражением [14]:

$$\Delta\lambda_{0,5} = 1,25 \cdot 10^{-19} \alpha_{0,5}(n_e) \cdot n_e^{2/3}, \quad (4)$$

где $\alpha_{0,5}$ – приведенная полуширина спектральной линии. Так как $\alpha_{0,5}$ меняется достаточно медленно с изменением температуры, можно воспользоваться графиком зависимости приведенной полуширины от концентрации при постоянном значении температуры.

Концентрация плазмы по полуширинам ионных линий аргона определялась из спектрохронограмм, снятых с помощью спектрографа ИСП-30, сочлененного с фоторегистратором СФР.

Полуширина линии ArII 480,6 нм, измеренная при токе $I=600$ А ($t=300$ нс) оказалось равной 0,42 нм, тогда с учетом ударной электронной полуширины ω , найденной для $T=36000$ К из таблицы Грима [10], плотность электронов равна

$$n_e \approx \frac{\Delta\lambda_{0,5} \cdot 10^{16}}{2 \cdot \omega} \approx 2,4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3},$$

для линии ArII 422,8 нм $\Delta\lambda_{0,5} = 0,24$ нм, соответственно

$$n_e \approx \frac{2,4 \cdot 10^{16}}{2,5;6 \cdot 10^{-3}} \approx 2,1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}.$$

Таким образом, плотности, определенные по полуширинам различных линий, оказались близкими.

Во внешнем магнитном поле напряженностью $H \ll H_0 = 4\pi mc^2 \cdot \frac{\Delta\lambda_{0,5}}{e\lambda}$ ширина спектральных линий соответствует штарковской ширине. При выполнении обратного неравенства уширение магнитным полем преобладает над штарковским.

Следовательно, плотность заряженных частиц однозначно определяет штарковскую полуширину спектральных линий в магнитных полях напряженностью $H \leq 8,6 \cdot 10^4 \cdot \Delta\lambda_{0,5}$ (для линии 480,6 нм) и $H \leq 1 \cdot 10^5 \cdot \Delta\lambda_{0,5}$ для линии 422,8 нм.

Так при $H = 50$ кЭ полуширина линии 480,6 нм, обусловленная магнитным полем равна 0,05 нм, а измеренная полуширина 0,5 нм. Это соответствует концентрации $n_e \approx 2,9 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, т.е. во внешнем критическом магнитном поле концентрация заряженных частиц увеличивается.

Таким образом, плазма искрового канала в аргоне характеризуется высокой степенью ионизации и плотностью заряженных частиц $\sim 10^{18}$, которая по мере расширения канала резко уменьшается.

Выводы

1. Спектр излучения искрового разряда характеризуется интенсивными ионными линиями и непрерывным излучением (200 нм – 600 нм)
2. Спектральный состав излучения и интенсивность континуума зависит от напряженности продольного магнитного поля. С ростом напряженности

магнитного поля максимум непрерывного излучения смещается в коротковолновую область.

3. В расширяющемся искровом канале в аргоне температура плазмы имеет значение 40000 К, а концентрация заряженных частиц $\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$.
4. Продольное магнитное поле приводит к росту температуры и плотности плазмы лавина-стримерных стадий и канала.

Работа выполнена при финансовой поддержке базовой части госзадания Минобрнауки России в сфере научной деятельности по заданию № 2014/33, проект № 2644.

Литература

1. Аль-Харети Ф.М.А., Омаров О.А., Омарова Н.О., Омарова П.Х., Хачалов М.Б. Спектральные исследования искрового разряда // Инженерная физика. Москва. 2013. №10. С. 43-53.
2. Аль-Харети Ф.М.А., Омаров О.А., Омарова Н.О., Омарова П.Х., Рамазанова А.А., Хачалов М.Б. Спектроскопия плазмы искрового пробоя газов в сильных магнитных полях // Инженерная физика. №5 Москва. 2013. С. 50-58.
3. Аль-Харети Ф.М.А., Омаров О.А., Омарова Н.О., Омарова П. Х., Рамазанова А.А., Хачалов М.Б. Спектральные характеристики искрового разряда в магнитном поле// Инженерная физика. №7. Москва, 2013. С. 49-54
4. Омаров О.А., Хачалов М.Б. Спектральные характеристики искрового канала в продольном магнитном поле.//Деп. в ВИНТИ. 06.03.89. №1484. В.89. С.10.
5. Хачалов М.Б., Ахмедова Х.Г. Роль взрывных процессов в формировании разряда в аргоне. // ТВТ, 2007. Т.45. №4. С.1-3.
6. Аль-Харетхи Ф.М.А., Омаров О. А., Омарова Н. О., Омарова П. Х., Рамазанова А., А. Хачалов М.Б. Спектральные характеристики искрового разряда в магнитном поле. XL Международная Звенигородская конференция по физике плазмы и УТС. - Тезисы докладов. Звенигород, 2013. С. 233.
7. Омаров О.А., Омарова Н.О., Хачалов М. Б.,Аль-Харети Ф.М.А., Омарова П.Х. Роль термоэлектронной эмиссии в формировании и развитии искрового канала в газах // Прикладная физика - 2015, №3. С. 52-56.
8. Физика и техника низкотемпературной плазмы.// Под ред. Дресвина С.В. М: Атомиздат, 1972. С. 45.
9. Преображенский Н.Г. Спектроскопия оптически плотной плазмы. Новосибирск: Наука, 1977. С. 177.
10. Грим Г. Уширение спектральных линий в плазме. М: Мир, 1978. С. 492.

ВНУТРЕННЯЯ ЭНЕРГИЯ ОДНОКОМПОНЕНТНОЙ НЕИДЕАЛЬНОЙ ПЛАЗМЫ

С. А. Храпак, А. Г. Храпак

Объединенный институт высоких температур РАН, Ижорская 13, 125412 Москва

Однокомпонентная плазма (ОСР) представляет собой идеализированную модельную систему точечных зарядов, помещенных для обеспечения электронейтральности в равномерно распределенную среду зарядов противоположного знака. Эта модель представляет большой интерес с фундаментальной точки зрения и получила широкое междисциплинарное применение.

Термодинамические свойства ОСР полностью характеризуются параметром неидеальности $\Gamma = Q^2/aT$, где Q – заряд частицы, T – температура, $a = (4\pi n/3)^{-1/3}$ – радиус Вигнера-Зейтца, а n – плотность частиц. По мере роста Γ , ОСР демонстрирует переход от слабонеидеального газового режима ($\Gamma \ll 1$) к сильнонеидеальному жидкостному режиму ($\Gamma \gg 1$) и кристаллизуется в оцк решетку при $\Gamma \cong 170 - 175$ [1]. Монте-Карло (МС) и молекулярно-динамическое (МД) моделирование широко

использовались для получения уравнения состояния ОСР в очень широком диапазоне параметров Γ . Наряду с этим, большой интерес представляет получение физически мотивированных аналитических оценок внутренней энергии и других термодинамических функций ОСР. В работе [2] было показано, что внутренняя энергия ОСР ограничена снизу величинами, даваемыми приближением Дебая-Хюккеля (ДН), $u_{\text{ОСР}} \geq -\frac{\sqrt{3}}{2}\Gamma^{3/2}$. Это ограничение является хорошим приближением в случае слабой неидеальности. В пределе сильной неидеальности хорошим приближением может служить другое ограничение, даваемое моделью ионных сфер (ISM), $u_{\text{ОСР}} \geq -\frac{9}{10}\Gamma$ [3]. В работах [4,5] была предложена простая модификация теории ДН, которая в англоязычной литературе носит название «ДН + holeapproximation» (ДНН). В её основе лежит тот факт, что плотность частиц после линеаризации экспоненты не может быть отрицательной и должна обратиться в нуль вблизи пробной частицы. Модель ДНН улучшает теорию ДН в области умеренных неидеальностей, $\Gamma \sim 1$, но дает ошибочную асимптотику для сильно-неидеальной ОСР. В настоящей работе предложена простая аналитическая модель оценки внутренней энергии ОСР, которая при $\Gamma \ll 1$ дает результаты, совпадающие с приближением ДН, при $\Gamma \gg 1$ совпадает с моделью ионных сфер (ISM) и приводит к неплохому согласию с результатами численных расчетов в промежуточной области $\Gamma \sim 1$.

В рамках модели ДНН ищется решение уравнения Пуассона $\Delta\varphi = -4\pi\rho(r)$, где

$$\rho(r) = \begin{cases} Q\delta(r) - Qn, & r < h, \\ -Q^2n\varphi(r), & r \geq h. \end{cases} \quad (1)$$

Здесь ключевым параметром является радиус полости вокруг пробной частицы, внутри которой нахождение других частиц запрещено. Сшивка двух ветвей решения, $\varphi_{\text{in}}(r)$ при $r < h$ и $\varphi_{\text{out}}(r)$ при $r \geq h$, и их производных приводит к уравнению для определения h :

$$\frac{h}{a} = \frac{1}{\sqrt{3\Gamma}} \left\{ \left[1 + (3\Gamma)^{3/2} \right]^{1/3} - 1 \right\}. \quad (2)$$

Распределение электрического потенциала вне полости в приближении ДНН имеет вид

$$\varphi_{\text{out}}(r) = \frac{hT}{Qr} e^{-k_D(r-h)}, \quad k_D = \sqrt{4\pi Q^2 n/T}. \quad (3)$$

Выходя за рамки приближения ДНН, будем рассматривать теперь каждую частицу вместе с окружающим её заряженным фоном, находящимся в сфере радиуса h , как новую составную частицу с эффективным зарядом $Q_{\text{eff}} = Q[1 - (h/a)^3]$. Приведенная энергия ($u = U/T$) такой составной частицы складывается из двух частей: энергии заряженной сферы радиуса h и заряда $-Q(h/a)^3$ – энергии фона u_b , и энергии заряда Q помещенного в центр такой сферы u_p :

$$u_b = \frac{3Q^2}{5hT} \left(\frac{h}{a} \right)^6, \quad u_p = -\frac{3Q^2}{2hT} \left(\frac{h}{a} \right)^3. \quad (4)$$

Таким образом полная энергия составной частицы $u_{\text{ср}}$ равна:

$$u_{\text{ср}} = \Gamma \left[\frac{3}{5} \left(\frac{h}{a} \right)^5 - \frac{3}{2} \left(\frac{h}{a} \right)^2 \right]. \quad (5)$$

В пределе сильной неидеальности $h \rightarrow a$, $Q_{\text{eff}} \rightarrow 0$ и $u_{\text{ср}}$ должна совпадать с приведенной внутренней энергией всей системы. В этом случае $u_{\text{ср}} \cong -\frac{9}{10}\Gamma + \frac{3}{2}$, что совпадает с результатом приближения ISM с поправкой на тепловые колебания частиц вблизи положения равновесия [6,7].

В отличие от модели ДНН, составные частицы не нейтральны (кроме случая $\Gamma \rightarrow \infty$). Энергию, связанную с остаточным кулоновским взаимодействием между ними можно оценить с помощью уравнения энергии

$$u_{pp} = \frac{2\pi n}{T} \int_h^\infty r^2 V(r) [g(r) - 1] dr, \quad (6)$$

где $V(r) = Q_{eff}^2/r$ –кулоновский потенциал взаимодействия, а $g(r)$ –парная корреляционная функция. Поскольку Q_{eff} значительно меньше Q , особенно в режиме сильной неидеальности, то вполне разумно использовать для $g(r)$ выражение являющееся следствием из линеаризованного соотношения Больцмана

$$g(r) \cong 1 - \frac{Q_{eff} \varphi_{out}(r)}{T}, \quad (7)$$

где φ_{out} задается уравнением (3) приближения ДНН. После интегрирования в (6) получаем

$$u_{pp} \cong -\frac{\sqrt{3}\Gamma}{2} \frac{h}{a} \left[1 - \left(\frac{h}{a} \right)^3 \right]^3. \quad (8)$$

В пределе сильной неидеальности $u_{pp} \sim \Gamma^{-1}$, а в пределе слабой неидеальности совпадает с результатом теории ДН, $u_{pp} \cong \frac{\sqrt{3}}{2} \Gamma^{3/2}$.

Окончательная оценка внутренней энергии ОСР дается выражением

$$u_{оср}(\Gamma) = u_{ср}(\Gamma) + u_{pp}(\Gamma). \quad (9)$$

Мы уже продемонстрировали, что $u_{оср}(\Gamma)$ совпадает с асимптотиками ДН и ИСМ приближений в областях слабой и сильной неидеальности. Качество интерполяции между этими двумя пределами иллюстрируется на рис.1. Полученные результаты хорошо согласуются с результатами численных расчетов во всем диапазоне параметров Γ .

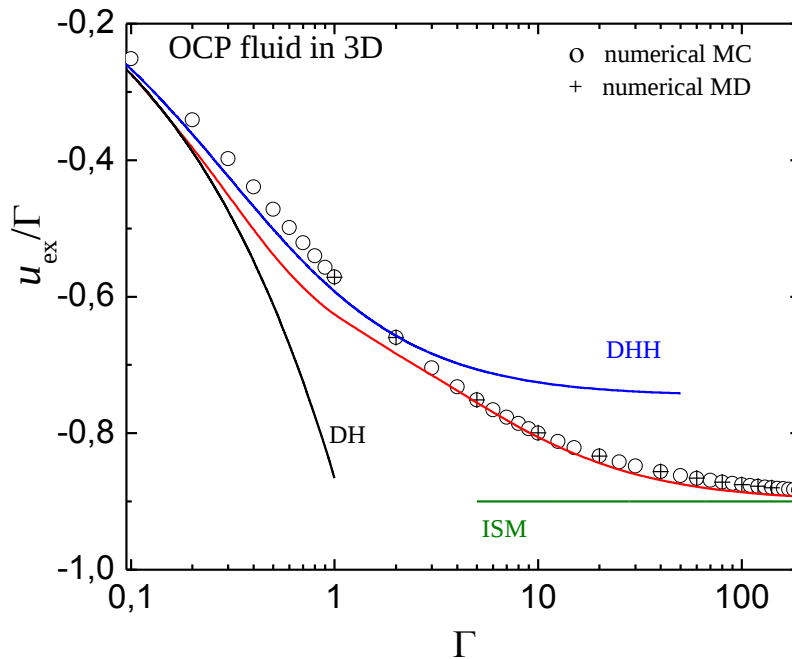


Рис. 1. Нормированная внутренняя энергия ОСР в зависимости от параметра неидеальности. Точки – результаты МС [8,9] и МД [10,11] моделирования

Работа выполнена при поддержке Программы фундаментальных исследований Президиума РАН «Теплофизика высоких плотностей энергии».

Литература

- [1] В.Е. Фортов, А.Г. Храпак, И.Т. Якубов, *Физика неидеальной плазмы* (Физматлит, Москва, 2010).
- [2] N.D. Mermin, Phys. Rev. **171**, 272 (1968).
- [3] E.H. Lieb, H. Narnhofer, J. Stat. Phys. **12**, 291 (1975).
- [4] В.К. Грязнов, И.Л. Иосилевский, Численные методы механики жидкостей **4**, 166, (1973).
- [5] S. Nordholm, Chem. Phys. Lett. **105**, 302 (1984).
- [6] N. Itoh and S. Ichimaru, Phys. Rev. A **22**, 1318 (1980).
- [7] S.A. Khrapak and A.G. Khrapak, Phys. Plasmas **21**, 104505 (2014).
- [8] J. M. Caillol, J. Chem. Phys. **111**, 6538 (1999).
- [9] J.M. Caillol and D. Gilles, J. Phys. A: Math. Theor. **43**, 105501 (2010).
- [10] R.T. Farouki and S. Hamaguchi, J. Chem. Phys. **101**, 9885 (1994).
- [11] S. Hamaguchi, R.T. Farouki, and D.H.E. Dubin, J. Chem. Phys. **105**, 7641 (1996).

УВЕЛИЧЕНИЕ ПЛОТНОСТИ ТОКА ПОЛОГО КАТОДА

Ю.А. Юдаев, Н. П. Богданова, Т. В. Кожанова, М. Ю. Юдаев

Рязанский государственный агротехнологический университет

Основной причиной потери работоспособности устройств плазменной электроники, использующих холодные катоды (лазеры, тиратроны, псевдоискровые разрядники и т. п.) является образование катодных пятен и, как следствие, эрозия поверхности электродов.

Размеры катодных пятен определяются материалом катода, давлением, родом газа и в сильноточном разряде имеют радиус $0,1 \div 1$ мм. Следовательно, чтобы воспрепятствовать возникновению опорных пятен, необходимо исключить возможность их зарождения на катодной поверхности за счет уменьшения размеров элементов конструкции до величин, соизмеримых с катодным пятном.

Примером реализации такой поверхности является мелкоструктурная металлическая сетка с размером перемычек меньшим, чем радиус катодного пятна, рис. 1.

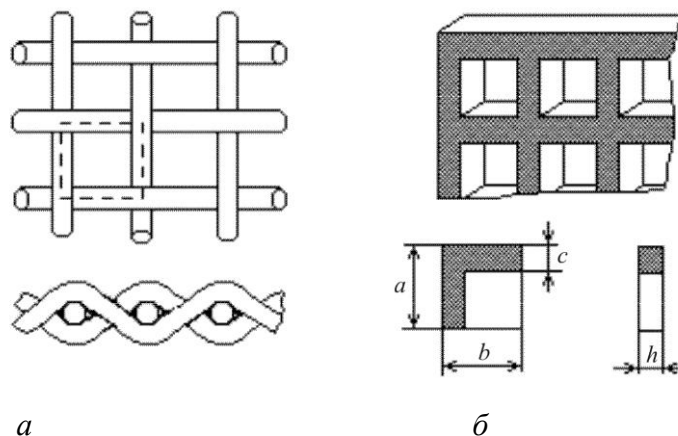


Рис. 1. Мелкоструктурное сетчатое полотно, применяемое для изготовления полых катодов: (а) - плетеная сетка; (б) - литографическая сетка:

a, b - стороны ячейки; c - толщина сеточной перемычки или диаметр проволоки; h - толщина сеточного полотна

Обоснованность данного решения была подтверждена сравнительными исследованиями сетчатой и цельнометаллической структурами поверхности. Исследования проводились на идентичных диодных конструкциях макетов, выполненных в виде неподвижного никелевого анода и никелевого (цельнометаллического или сетчатого) полого цилиндрического катода. Подвижное дно катода позволяло варьировать глубину катодной полости. Диаметры катодов и анодов составляли 25 мм, расстояние от анодной поверхности до верхней кромки цилиндрических катодов 10 мм, максимальная глубина катодной полости 40 мм. Цилиндрической поверхностью служила плетеная сетка из проволоки 0,1 мм с размером перемычек $0,35 \times 0,35 \text{ мм}^2$ [1].

Результатами статических и динамических лабораторных испытаний макетов в диапазоне давления $10 \div 200 \text{ Па}$ позволили сделать выводы:
сетчатые катоды отличаются:

- * меньшие значения величин напряжений возникновения и поддержания разряда, причем динамическое напряжение возникновения и поддержание отличалось почти в два раза;
- * отмечена тенденция снижения напряжения поддержания разряда и роста анодного тока при малых значениях давления $P = 13 \text{ Па}$ при увеличении глубины катодной полости;
- * равномерность распределения свечения разряда по поверхности и внутри катода.

В отличие от сетчатых катодов цельнометаллические имели большую неоднородность свечения разряда, которая с ростом разрядного тока локализовалась на ближайшей к аноду части катода.

Использование полой конструкции катода с прозрачной поверхностью способствует усилению процессов объемной ионизации в катодной полости за счет дополнительной осцилляции ионов и электронов. Минимальная прозрачность сетки (как предел интеграции самой сеточной поверхности) ограничивается размером ячейки. Половина ее линейного размера не должна быть меньше протяженности катодного падения потенциала d_c при данных разрядных условиях. В противном случае эффективность работы такой поверхности будет снижаться из-за образования затрудненной формы разряда в полости самих ячеек [1].

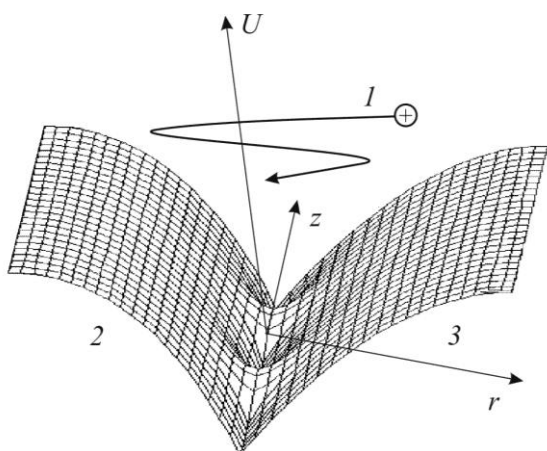


Рис. 2. Качественная картина траектории иона в полости ячеек сетчатого полого катода: 1 - траектория иона; 2 - внутренняя

область катода; z - внешняя область
катода

Область катодного падения потенциала играет особую роль в процессе генерации электронов. Максимальная плотность тока, которую можно получить в промежутке, определяется соотношением Чайльда-Ленгмюра:

$$j = A(U^m / d_c^n),$$

где A - коэффициент пропорциональности; U - величина катодного падения потенциала, d_c - протяженность области катодного падения; m и n - принимают значения от $3/2$ до 3 в зависимости от давления наполняющего газа.

Приведенная формула не учитывает процессы, происходящие на катоде, но позволяет провести качественную оценку влияния каждого из слагаемых на электрические параметры. Рост тока может происходить за счет увеличения катодного падения потенциала U или сокращения области катодного падения d . Экспериментальные исследования показали, что большая величина тока для сетчатого катода не является следствием повышения напряжения поддержания разряда, следовательно, определяющим механизмом является сокращение протяженности области катодного падения потенциала d .

Механизм осцилляций становится возможным в случае проникновения поля вглубь ячеек. При этом ионы, подлетающие под разными углами к катоду и попадающие в поле катодного потенциала, совершают колебания в потенциальной яме с постоянной релаксацией энергии и ионизацией молекул газа до тех пор, пока не попадут на катод, рис.2. Пребывание ионов в прикатодном пространстве приводит к возрастанию объемного заряда ρ_i , к дополнительным ионизационным процессам и уменьшению протяженности катодного потенциала, рис. 3, кривая 2. Уменьшение d_c , согласно приведенной формуле, позволяет увеличить коммутируемый ток без нарастания напряжения на аноде.

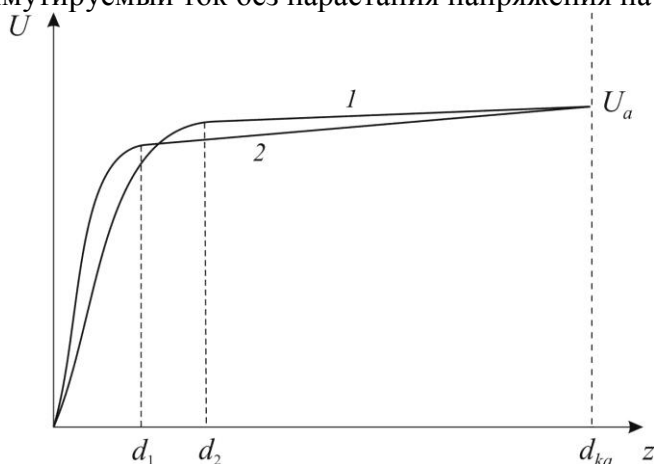


Рис. 3. Распределение потенциала в газоразрядном промежутке с полым катодом: 1 - цельнометаллический катод; 2 - сетчатый катод

Реализация подобного механизма формирования разряда в катодных узлах устройств плазменной электроники позволило получить плотность тока $\sim 10^3$ А см⁻² в импульсах длительностью $\sim 5 \cdot 10^{-7}$ с без разрушения поверхности катода и перехода разряда в дуговую форму.

Литература

[1] Богданова Н. П., Арефьев А. С., Юдаев Ю. А. Стабилизация сверхплотного тлеющего разряда в приборах с полым катодом// Известия АН, серия физическая. Т. 64, № 7. 2000. С. 1296-1301.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ИОНИЗАЦИИ ГАЗА ПУЧКОМ ЭЛЕКТРОНОВ

Ю.А., Юдаев, В. Ф. Анисимов, Т. В. Кожанова, М. Ю. Юдаев

Рязанский государственный агротехнологический университет

Научно-производственное предприятие «ФОН», г. Рязань

Моделирование осуществлялось при использовании следующих взаимосвязанных уравнений, записанных в общепринятых обозначениях:

$$\begin{aligned}\frac{\partial^2 U(z)}{\partial z^2} &= -\frac{\rho(z)}{\varepsilon_0}, \\ \rho(z) &= \rho_i(z) + \rho_e(z) = e(n_i(z) - n_e(z)), \\ j(z) &= j_e(z) + j_i(z), \\ j_e(z) &= en_e(z)\bar{V}_e(z), \\ j_i(z) &= en_i(z)\bar{V}_i(z).\end{aligned}$$

На временном шаге Δt , величина которого связана со скоростью электронов и протяженностью рассматриваемой области, приведенный к промежутку ионизации $[z_i - z]$ объемный заряд, создаваемый электронами, определяется выражением:

$$\rho_{e2} = \int_{z_i}^z \frac{j_{ek} Q_{i0}(\bar{V}_e(z)) p}{k_e \langle 2eU(z)/m_e \rangle^{1/2}} dz,$$

где Q_{i0} - приведенное сечение ионизации газа при единичном давлении: $Q_{i0} > 0$, при $z \geq z_i$ и $Q_{i0} = 0$ при $z < z_i$; p - давление газа.

Количество заряженных частиц одного знака образовавшихся на участке с площадью S :

$$N(\Delta z_n) = \frac{j_e \bar{Q}_{i0}(\bar{V}_e(z)) p S}{ek_e \langle 2eU(z)/m_e \rangle^{1/2}} \Delta z^2.$$

Учитывая время воздействия электронного потока на молекулы газа на участке Δz_n преобразуется к виду:

$$N_{2e,i}(\Delta z_n) = \frac{j_e \bar{Q}_{i0}(\bar{V}_e(z)) p S \Delta z \Delta t}{e}$$

или

$$n_{2e}(\Delta z_n) = \frac{j_e \bar{Q}_{i0}(\bar{V}_e(z)) p \Delta t}{e},$$

$$\rho_{2e}(\Delta z_n) = j_e \bar{Q}_{i0}(\bar{V}_e(z)) p \Delta t.$$

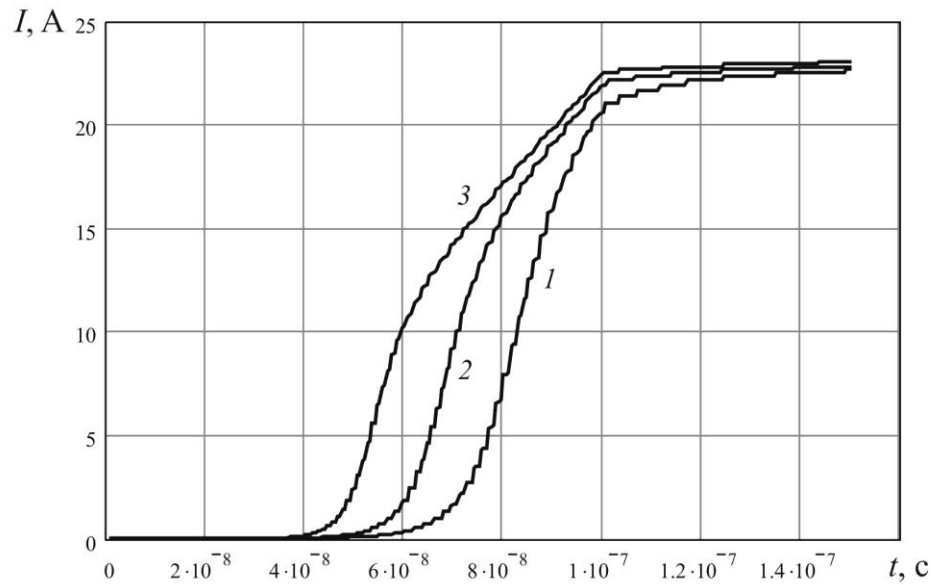
Уравнение Пуассона с учетом различных условий, приведенное к текущему k -му квазистационарному состоянию на временном шаге Δt_k принимает вид:

$$\frac{\partial^2 U_k(z)}{\partial z^2} = \frac{1}{\varepsilon_0} \left\{ \frac{j_{ek}}{k_e (2eU_k(z)/m_e)^{1/2}} \right\}, \text{ при } W_e < W_i,$$

$$\frac{\partial^2 U_k(z)}{\partial z^2} = \frac{1}{\varepsilon_0} \left\{ \frac{j_{ek}}{k_e (2eU_k(z)/m_e)^{1/2}} + j_{ek} \bar{Q}_{i0}(\bar{V}_e(z)) p \Delta t_k - \sum_{m=1}^k j_{em} \bar{Q}_{i0}(\bar{V}_e(z)) p \Delta t_k \right\}, \text{ при } W_e > W_i.$$

Решение полученных уравнений осуществлялось численным методом для квазистационарных состояний. Время формирования разряда t_ϕ суммировалось с учетом переменного временного шага Δt_k :

$$t_\phi = \sum_{k=1}^K \Delta t_k.$$



б

Рис. 1. Расчетные временные диаграммы тока на коллекторе электронов давление водорода: 1 - $P = 20$ Па, 2 - $P = 33$ Па, 3 - 66 Па.

Модель ионизации пригодна для условий, когда длина свободного пробега электрона соизмерима с межэлектродным расстоянием $\lambda_e \sim d_{ka}$ и основной вклад в процесс ионизации газа оказывают введенные в газ электроны.

Литература

[1] Анисимов В. Ф., Богданова Н. П., Сенин П. В., Юдаев Ю. А. Моделирование формирования импульсного разряда в двухэлектродном промежутке с холодным катодом методом частиц // Известия РАН. Серия физич. 2003. Т. 67. № 9. С. 1322-1327.

[2] Абрамов И.С., Вихрев Ю.И., Потсар А.А. Условия зажигания газового разряда в плоском двухэлектродном промежутке с накаливаемым катодом при низком давлении. В кн. Известия ЛЭТИ им. В.И. Ульянова (Ленина). Л.: 1971. Вып. 104. С. 85.

**ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ПРОБОЙ ГАЗОВ ПРИ ИНТЕНСИВНОЙ УФ
ПРЕДИОНИЗАЦИИ В РЕЖИМЕ МАКСИМАЛЬНОГО НЕДОНАПРЯЖЕНИЯ В**

ПОПЕРЕЧНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

А.М.Юнусов

Дагестанский государственный университет, Дзержинского 12а, Махачкала, Россия.

Магнитное поле при определенных условиях ($\omega\tau \geq 1$), где ω - циклотронная частота вращения электрона, τ - среднее время столкновения электрона с атомами и молекулами газа, вызывает анизотропию ионизованного газа, что позволяет использовать магнитное поле как диагностическое средство для выявления роли различных процессов в формировании электрического пробоя газов и установлении ее механизма.

В лавинном и стримерном механизмах электрического пробоя газов главным образом учитываются процессы, происходящие на поверхности катода и в объеме газа, аноду отводится пассивная роль – проводника электронов из разряда. Для разрядов, в которых энергия приобретаемая электроном на длине свободного пробега не превышает потери при неупругих столкновениях электрона с атомами и молекулами газа (при малых значениях E/N), это в значительной степени справедливо.

При высоких значениях E/N необходимо учитывать процессы также на аноде, в частности, вторичную электронную эмиссию с поверхности анода под действием быстрых электронов, образующихся в газе. Максимальное значение коэффициента вторичной электронной эмиссии η для металлов и полупроводников имеет значение, заключенное в интервале $0,5 \div 1,8$, в диэлектриках на порядок больше ($\eta = 10 \div 35$) [1].

Это обусловлено большей глубиной выхода вторичных электронов (20-100нм). Наличие в диэлектрике сильного электрического поля, направленное от эмитирующей поверхности вглубь слоя (т.е. ускоряющее вторичные электроны), приводит к значительному увеличению η .

Быстрые электроны многократно отражаясь от электродов производят дополнительную ионизацию атомов и молекул газа [2], что значительно увеличивает первеанс разряда и тем самым облегчают электрический пробой газа.

В таблице представлены экспериментальные данные по влиянию поперечного магнитного поля на минимальное напряжение пробоя (напряжение пробоя при максимальном недонапряжении) газов от Pd.

В газовом разряде могут наблюдаться ускоренные электроны, когда электрическое поле превышает критическое [3] $E_{кр} = 3,38 \cdot 10^3 Z/Y$, где Z - число электронов в молекуле, Y - средняя энергия неупругих потерь.

В условиях постановки нашего эксперимента выполняется критерий «убегания»

Аргон $E/N = (21 \div 193) \times 10^{-16} \text{В} \cdot \text{см}^2$, $(E/N)_{кр} = 91 \times 10^{-16} \text{В} \cdot \text{см}^2$

Элегаз (SF_6) $E/N = (48 \div 499) \times 10^{-16} \text{В} \cdot \text{см}^2$

Воздух $E/N = (24 \div 250) \times 10^{-16} \text{В} \cdot \text{см}^2$, $(E/N)_{кр} = 153 \times 10^{-16} \text{В} \cdot \text{см}^2$

Гелий $E/N = (12 \div 137) \times 10^{-16} \text{В} \cdot \text{см}^2$, $(E/N)_{кр} = 39 \times 10^{-16} \text{В} \cdot \text{см}^2$

Где E - напряженность электрического поля, N - число атомов в 1см^3 .

Зависимость минимального напряжения пробоя от Pd в магнитном поле и без магнитного поля.

При $E/N < (E/N)_{кр}$ движение электронов носит дрейфовый характер. Повышение минимального напряжения пробоя в магнитном поле связано с эффектом кажущегося увеличения давления.[4] При $E/N \geq (E/N)_{кр}$ электроны переходят в режим непрерывного ускорения. Повышение минимального напряжения пробоя в магнитном поле не связано с кажущимся увеличением давления, с ростом давления минимальное напряжение пробоя не меняется (таблица), а связана с уменьшением первеанса разряда из-за возврата вторичных и отраженных электронов на анод вследствие циклотронного движения электронов в магнитном поле ($\eta=0$).

Таблица

Ar

№	Минимальное напряжение пробоя, $U_{пр}$, В		Недонапря- жение, $W, \%$	P_d , $Torr \cdot см$	E/P , $B/см$ $\cdot Torr$	$E/N \cdot$ 10^{16} , $B \cdot см^2$
	H=0	H=8200кЭ				
1	186	198	9,6	0,25	744	193
2	184	198	9,6	0,5	386	96
3	186	197	9,7	1	186	48
4	200	212	9,4	1,5	133	35
5	216	220	9	2	108	28
6	231	231	8,6	2,5	92	24
7	242	242	8,2	3	81	21
He						
1	132	146	10,4	0,25	528	137
2	132	144	10,1	0,5	264	70
3	134	144	9,8	1	134	35
4	142	155	8,8	1,5	95	25
5	174	174	8,2	2,5	70	18
6	186	186	7,6	2	62	16
7	195	195	7,2	4	49	13
8	208	208	7,2	4,5	46	12
SF6						
1	480	494	9,4	0,25	1920	499
2	482	496	9,2	0,5	964	251
3	480	494	8,6	1	480	125
4	495	512	8,3	1,5	330	86
5	510	522	8,1	2	255	66
6	530	538	8,1	2,5	212	55
7	550	550	7,9	3	183	48
воздух						
1	240	257	10,6	0,25	960	250
2	241	258	9,8	0,5	482	125
3	240	257	9,2	1	240	62
4	247	260	8,6	1,5	165	43
5	255	269	8,2	2	127	33
6	265	279	8,1	2,5	106	28

Результаты эксперимента качественно согласуются с выражением для расчета напряжения пробоя в магнитном поле.

$$U = \frac{B P_H d}{C + \ln P_H d},$$

где $P_H = P_0(1 + \omega^2 \tau^2)^{1/2}$

$$C = \ln \frac{A}{\ln \left[\frac{(i_{kp} + i_{kp} \cdot \gamma)}{(i_0 + i_{kp} \cdot \gamma)} \right] - \ln \left[1 + (1 - e^{-\alpha d}) \frac{2\eta}{1-\eta} \right]}$$

При условии $\eta \ll 1, \alpha d > 0$,

$$C = \ln \frac{A}{\ln \left[\frac{(i_{kp} + i_{kp} \cdot \gamma)}{(i_0 + i_{kp} \cdot \gamma)} \right] - 2\eta}$$

полученным с учетом ударной ионизации электронами, -процессов на катоде, эффекта кажущегося увеличения давления в магнитном поле, вторичной электронной эмиссии на аноде под действием ускоренных электронов, образованных в разряде.

Обозначения в формулах:

$i_{кр}$ - плотность тока, при которой возникает плазма; i_0 - плотность тока обусловленная облучением; α - коэффициент ударной ионизации электронами; η - коэффициент вторичной электронной эмиссии; γ - обобщенный коэффициент, учитывающий все γ - процессы на катоде; d - длина разрядного промежутка; A и B – константы.

Исследование проводилось на установке, которая состояла из разрядной камеры, помещенной между полюсами постоянного магнита. Разрядная камера представляла из себя кварцевую трубку (диаметр 3 см), внутри которой по центру располагались электроды из нержавеющей стали, формы электродов Роговского. Расстояние между электродами устанавливалось с помощью микрометрического винта с точностью 0,01 мм. Подсвет находится вне разрядной камеры, энергия подсвета 1,3 Дж. Измерение магнитного поля проводилось с помощью цифрового измерителя индукции магнитного поля (Т-1). Погрешность измерения не превышала 2%.

Литература

- [1] Физические величины. Справочник. Москва. Энергоатомиздат 1991. С.1232.
- [2] Н.М.Верещагин. Конференция по физике импульсного пробоя газов. Тез.Докл. Самара 1997г. С.134
- [3] Ю.Д.Королев, Г.А.Месяц. Физика импульсного пробоя газов.-М:Наука.1991г.С.72
- [4] А.Энгель, М.Штеенбек. Физика и техника электрического разряда в газах//М.-Л., 1935г. Т.1. С.205.

ТВЕРДОТЕЛЬНАЯ ЭЛЕКТРОНИКА

Устные и стендовые доклады

О НЕКОТОРЫХ ОСОБЕННОСТЯХ ЛАЗЕРНОГО УДАРНОГО СЖАТИЯ КОМПОЗИТНОЙ МИШЕНИ ПРИ СЛОЖНОМ ФОКАЛЬНОМ ПЯТНЕ

А. Аливердиев, D. Batani, А. Амирова, R. Benocci, R. Dezulian,
Е. Krousky, M. Pfeifer, J. Skala, R. Dudzak, K. Jakubowska

¹ *Институт проблем геотермии ДНЦ РАН, пр. Шамиля, 39, Махачкала, Россия*

² *Дагестанский государственный университет, Махачкала, Россия*

³ *University Bordeaux 1, CEA, CNRS, CELIA (Centre Laser Intense at Applications),
UMR 5107, F-33405 Talence, France*

⁴ *Институт физики ДНЦ РАН, ул. Ярагского, 94, Махачкала, Россия*

⁵ *Dipartimento di Fisica "G. Occhialini", Università di Milano Bicocca, Milan, Italy*

⁶ *PALS Research Centre, Za Slovankou 3, 18221 Prague 8, Czech Republic*

⁷ *Institute of Plasma Physics and Laser Microfusion, 23 Hery Str., 01-497 Warsaw, Poland*

* aliverdi@mail.ru

Поведение вещества при давлениях единиц-десятков мегабар представляет фундаментальный и прикладной интерес в разных областях науки, таких как астрофизика, планетология, геофизика, энергетическая инженерия, материаловедение и др. [1,2] В лабораторных условиях подобное сжатие может быть реализовано только динамическими методами, и такие эксперименты, как правило, дают очень ограниченную, в какой-то степени фрагментальную информацию и достаточно большую погрешность. Причем ограничения в данном случае зачастую носят фундаментальный характер и в принципе не могут быть преодолены технически. В этой связи (при использовании лазерного драйвера) важными составляющими являются:

1) реализация «хитрых» экспериментов, позволяющих естественным образом сбалансировать различные факторы и реализовать заданные экстремальные состояния с обеспечением возможности проведения максимального числа одновременных измерений;

2) использование численного моделирования процессов взаимодействия мощного лазерного излучения с веществом, генерации, распространения и взаимодействия ударных волн и прочих сопутствующих процессов на всех стадиях исследования, а именно: а) проектирования и постановки эксперимента, включая оптимизацию параметров как лазерного импульса, так и мишени, б) интерпретации экспериментальных данных с восполнением недостающих параметров по имеющейся ограниченной экспериментальной информации и подстроенным под неё данным моделирования. [2,3]

Структурированные мишени с малоплотным первым слоем уже давно исследуются как на предмет увеличения ударного давления за счет эффекта неподобранных импедансов, так и для повышения однородности поглощения.

Нами была поставлена задача проследить пространственно-временную динамику лазерного ударного сжатия слоистых структурированных мишеней различных конфигураций в условиях искусственно созданной сильной неоднородности фокального пятна.

Эксперимент реализовывался на лазерной установке PALS (Prague Asterix Laser System). Один из важнейших результатов состоял в найденной разнице разрешенных по времени изображений, зарегистрированных посредством электронно-оптической камеры (ЭОК) для однослойных алюминиевых и двухслойных мишеней (см. рис. 1).

Если в первом случае (однослойная алюминиевая фольга) две ударные волны, генерируемые отдельными фокальными пятнами, практически независимо достигали

тыльной стороны мишени (собственное оптическое свечение, соответствующее двум фокальным пятнам, не перекрывается), то во втором (двухслойная мишень) мы видим появление ярко выраженной области свечения между двумя фокальными пятнами. Эффекты воспроизводились в других выстрелах.

t , сек.

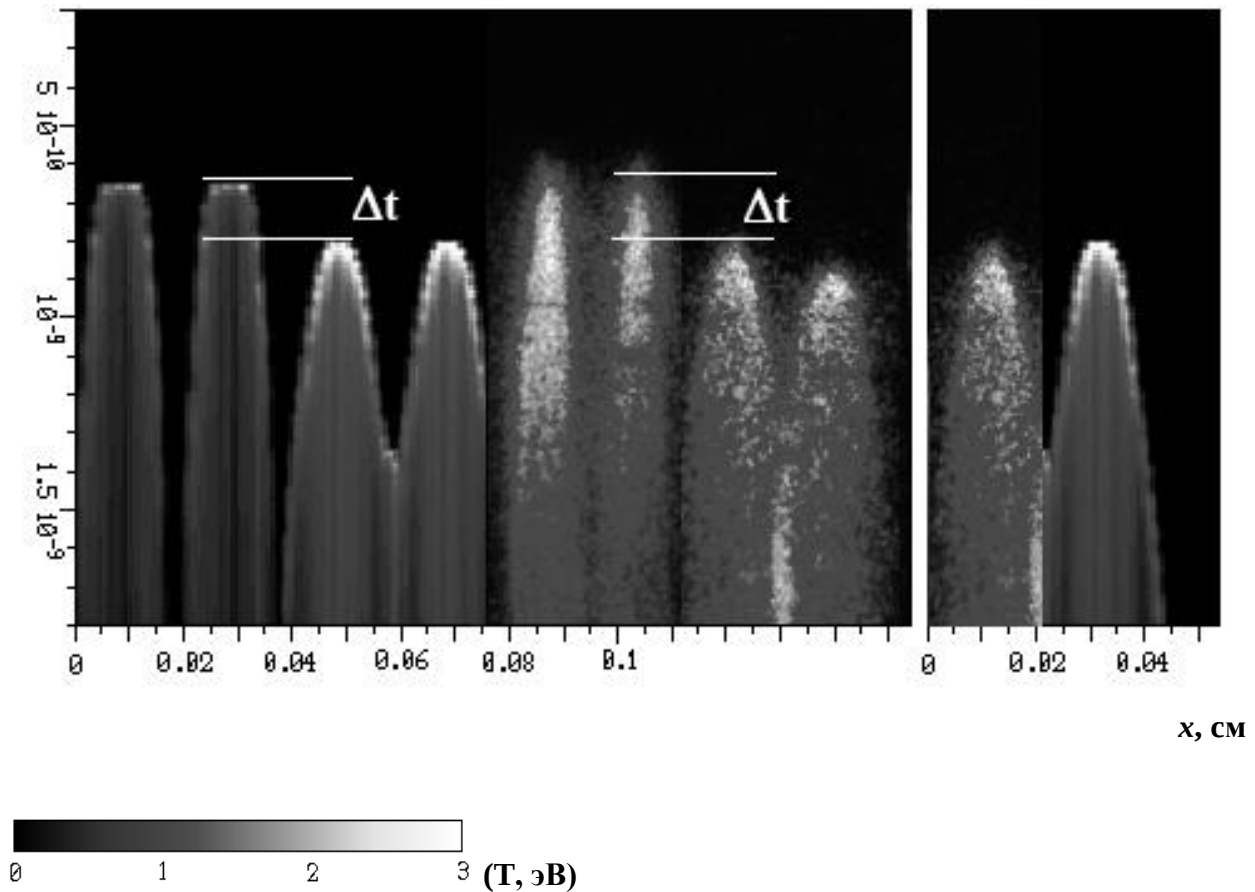


Рис.1. Сравнение результатов моделирования (температура, эВ, шкала приведена внизу) и ЭОК-изображений с тыльной стороны мишени (относительные единицы) для однослойной алюминиевой мишени (10 мкм, слева) и двухслойной мишени алюминий + пенный полимер (10 мкм + 50 мкм, плотность полимера $\rho_{\text{foam}}=50 \text{ мг/см}^3$, справа).

Для осуществления анализа мы реализовали ряд двумерных численных экспериментов с использованием гидрокода MULTI [4]. Первичное объяснение наблюдаемых экспериментальных результатов представлено в нашей недавней публикации [5]. Сильная неоднородность, аналогичная двум разнесенным фокальным пятнам, в приближении осевой симметрии (для 2D моделирования) там моделировалась в виде кольцевого фокального пятна. Наиболее важная при такой конфигурации область центра кольца является наиболее подверженной неустойчивостям моделирования, связанным с дискретизацией.

В этой связи в дальнейшем анализе рассматривался пространственный профиль фокального пятна, состоящий из двух колец большого диаметра и круглого пятна посередине. Толщина колец и диаметр внутреннего круга выбирались близкими к размерам каждого из фокальных пятен в обсуждаемом эксперименте. Анализировалось столкновение ударных волн между кольцами. Центральное пятно использовалось для дополнительного контроля и минимизации возможных 2D и 3D эффектов в условиях

неполного соответствия геометрии эксперимента и модели. Результаты обсуждаются в докладе.

Авторы выражают глубокую признательность техническому штату PALS. Работа выполнена при частичной поддержке ESF (program SILMI), COST (Action MP1208), RFBR (12-01-96500, 12-01-96501) и фонда «Династия» Д. Зимина.

Литература

1. A. Aliverdiev, D. Batani, L. Antonelli, K. Jakubowska, R. Dezulian, A. Amirova, G. Gajiev, M. Khan, and H.C. Pant, Use of multilayer targets for achieving off-Hugoniot states // Phys. Rev. E – 2014. – **89**, 053101 (1-8).
2. S. Paleari, D. Batani, T. Vinci, R. Benocci, K. Shigemori, Y. Hironaka, T. Kadono, A. Shiroshita, P. Piseri, S. Bellucci, A. Mangione, A. Aliverdiev, A new target design for laser shock-compression studies of carbon reflectivity in the Megabar regime. // Eur. Phys. J. D – 2013. – **67**, P. 136 (1-10).
3. A. Aliverdiev, D. Batani, R. Dezulian, T. Vinci, A. Benuzzi-Mounaix, M. Koenig, and V. Malka, Coronal hydrodynamics of laser-produced plasmas. // Phys. Rev. E – 2008. – **78**, 046404 (1-10).
4. R. Ramis, J. Meyer-ter-Vehn, J. Ramírez, MULTI2D – a computer code for two-dimensional radiation hydrodynamics // Computer Physics Communications – 2009. – **180**, P. 977-994.
5. A. Aliverdiev, D. Batani, A. Amirova, R. Benocci, R. Dezulian, E. Krousky, M. Pfeifer, J. Skala, R. Dudzak, K. Jakubowska, Shock dynamics induced by double-spot laser irradiation of layered targets // Nukleonika – 2015. – **60** (2), P. 213-219.

О ВОЗМОЖНОСТИ ГИГАНТСКОГО МАГНЕТОРЕЗИСТИВНОГО ЭФФЕКТА В ГЕТЕРОСТРУКТУРЕ НА ОСНОВЕ ЭПИТАКСИАЛЬНОГО ГРАФЕНА

З.З. Алисултанов, Г.М. Мусаев, М.А. Хизриев, Б.М. Магомедов

¹*Институт физики им. Х.И. Амирханова ДНЦ РАН, Махачкала*

²*Дагестанский государственный университет, Махачкала*

zaur0102@gmail.com

В настоящей работе мы исследуем магнетосопротивление (МС) гетероструктуры, состоящей из параллельно соединенных ЭГ и графена на диэлектрике. МС такой системы при определенных значениях параметров задачи достигает гигантских значений. Эффект возрастания МС представляет большой прикладной интерес. Например, работа чувствительных элементов датчиков магнитного поля основана на магниторезистивном эффекте. Магниторезистивные датчики широко используются в современной электронике [1]. Например, в устройствах хранения информации данные извлекаются из жесткого магнитного диска с помощью таких датчиков, чрезвычайно чувствительных к слабым магнитным полям [2, 3]. Поэтому исследование различных материалов с целью получения большого МС при низкой стоимости представляет большой прикладной интерес и является актуальной задачей современной нанoeлектроники.

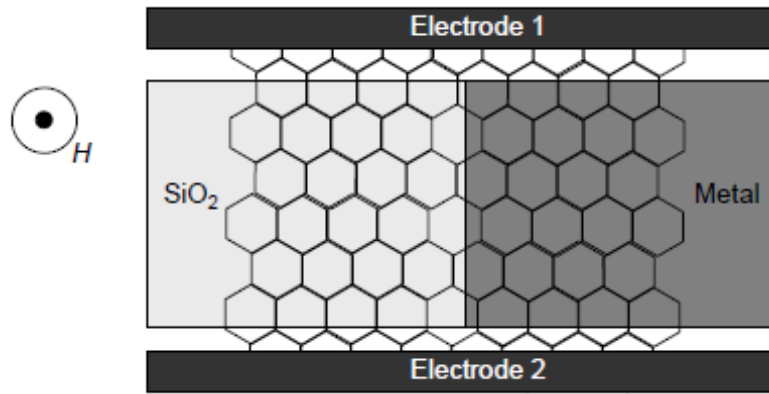


Рис. 1. Схематическое изображение исследуемой системы.

Исследуемая здесь система изображена на рис. 1. Графен расположен на металлической и диэлектрической подложках, между электродами имеется продольное электрическое поле, а перпендикулярно плоскости графена – внешнее магнитное поле. Как видно из рисунка, мы имеем дело с двумя каналами электронного транспорта: ЭГ на металле (канал 1) и графеном на SiO_2 (канал 2). Для исследования проводимости данной системы мы пользуемся простейшей теорией Друде без учета квантования Ландау. Введем обозначения: σ_1 – проводимость канала 1 и σ_2 – проводимость канала 2. Тогда полный ток через систему будет равен $\mathbf{j} = (\sigma_1 + \sigma_2) \mathbf{E}$. Для проводимости будем использовать простейшее выражение теории Друде

$$\sigma = e^2 \left[v_F^2 \tau \rho(\varepsilon) \right]_{\varepsilon = \varepsilon_F}, \quad (1)$$

где $\rho(\varepsilon)$ – плотность состояний, τ – время рассеяния, v_F – скорость Ферми электронов. Плотность состояний свободного графена $\rho(\varepsilon) = |\varepsilon| / \pi v_F^2 \hbar^2$ исчезает при $\varepsilon = 0$, что согласно (1) дает нулевую проводимость. В то же время известно, что графен обладает минимальной проводимостью $\sigma_0 \sim e^2 / \hbar$, даже при нулевой концентрации носителей. Однако, в настоящей работе нас не интересует это фундаментальное следствие релятивистской квантовой механики. Поэтому мы пользуемся простой формулой Друде (1) и считаем, что концентрация электронов отлична от нуля. Для канала 2 мы имеем $\tau_2 = \hbar \gamma^{-1}$, где γ есть некоторая энергия рассеяния, вызванная внутренними столкновительными процессами (рассеяние на колебаниях решетки, на примесях, на дефектах и т.д.). Для плотности состояний, приходящейся на один атом графена, получаем

$$\rho_2 = \frac{\gamma}{2\pi\xi^2} \ln \frac{(\xi^2 + \gamma^2 - \varepsilon_F^2)^2 + 4\gamma^2 \varepsilon_F^2}{(\gamma^2 + \varepsilon_F^2)^2} + \frac{\varepsilon_F}{\pi\xi^2} \left(\arctg \frac{\xi^2 + \gamma^2 - \varepsilon_F^2}{2\gamma\varepsilon_F} - \arctg \frac{\gamma^2 - \varepsilon_F^2}{2\gamma\varepsilon_F} \right). \quad (2)$$

Все обозначения такие же, как в [4]. Тогда $\sigma_2 = e^2 \hbar v_F^2 \rho_2(|\varepsilon_F|) / \gamma$. Проводимость канала 1 соответствует проводимости ЭГ на металлической подложке. Исследованию этого вопроса в рамках модели Давыдова посвящен ряд работ [4, 5]. Из этих работ ясно, что проводимость ЭГ на металле намного меньше проводимости графена на диэлектрике. Это обусловлено тем, что ЭГ образует с металлической подложкой химическую связь, что является дополнительным источником рассеяния электронов. Энергии рассеяния на подложке в модели Давыдова соответствует функция ширины квазиуровня адатома

углерода $\Gamma(\varepsilon)$ (см. [4]). Тогда $\tau_1 = \hbar(\gamma + \Gamma(\varepsilon_F))^{-1}$. Плотность состояний $\rho_1(|\varepsilon_F|)$ в этом случае есть (2) только с заменой $\gamma \rightarrow \gamma + \Gamma(\varepsilon_F)$. Тогда $\sigma_1 = e^2 \hbar v_F^2 \rho_1(|\varepsilon_F|) / (\gamma + \Gamma(\varepsilon_F))$.

В присутствии перпендикулярного магнитного поля проводимость представляет собой тензор $\sigma_i = \begin{pmatrix} \sigma_{ixx} & \sigma_{ixy} \\ \sigma_{iyx} & \sigma_{iyy} \end{pmatrix}$, где $i=1,2$ – номер канала. Для двумерного нерелятивистского электронного газа теория Друде дает для удельного сопротивления

$$\rho_{xx} = \frac{\frac{\sigma_1}{1 + \alpha_H^2 \sigma_1^2 / n_1^2} + \frac{\sigma_2}{1 + \alpha_H^2 \sigma_2^2 / n_2^2}}{\left(\frac{\sigma_1}{1 + \frac{\alpha_H^2 \sigma_1^2}{n_1^2}} + \frac{\sigma_2}{1 + \frac{\alpha_H^2 \sigma_2^2}{n_2^2}} \right)^2 + \alpha_H^2 \left(\frac{\sigma_1^2}{n_1} \frac{1}{1 + \frac{\alpha_H^2 \sigma_1^2}{n_1^2}} + \frac{\sigma_2^2}{n_2} \frac{1}{1 + \frac{\alpha_H^2 \sigma_2^2}{n_2^2}} \right)^2}. \quad (9)$$

$$\rho_{xy} = \frac{\alpha_H \left(\frac{\sigma_1^2}{n_1} \frac{1}{1 + \alpha_H^2 \sigma_1^2 / n_1^2} + \frac{\sigma_2^2}{n_2} \frac{1}{1 + \alpha_H^2 \sigma_2^2 / n_2^2} \right)}{\left(\frac{\sigma_1}{1 + \frac{\alpha_H^2 \sigma_1^2}{n_1^2}} + \frac{\sigma_2}{1 + \frac{\alpha_H^2 \sigma_2^2}{n_2^2}} \right)^2 + \alpha_H^2 \left(\frac{\sigma_1^2}{n_1} \frac{1}{1 + \frac{\alpha_H^2 \sigma_1^2}{n_1^2}} + \frac{\sigma_2^2}{n_2} \frac{1}{1 + \frac{\alpha_H^2 \sigma_2^2}{n_2^2}} \right)^2}. \quad (10)$$

где $\alpha_H = H / e c$, n_i – концентрация носителей. Мы будем оценивать максимально возможное значение магниторезистивного эффекта, полагая, что выполняются условия $\alpha_H \sigma_1 / n_1, \alpha_H \sigma_2 / n_2 \gg 1$. При выполнении этих условий, мы получаем

$$\rho_{xx}(H) \approx \frac{n_1^2 \sigma_2 + n_2^2 \sigma_1}{\sigma_1 \sigma_2 (n_1 + n_2)^2}, \quad (11)$$

$$\rho_{xy}(H) \approx \frac{H}{e c (n_1 + n_2)}. \quad (12)$$

Если к тому же выполняется условие $n_1^2 \sigma_2 \gg n_2^2 \sigma_1$, то окончательно имеем

$$\rho_{xx}(H) \approx \frac{n_1^2}{\sigma_1 (n_1 + n_2)^2}. \quad (13)$$

Магниторезистивный эффект определяется величиной МС

$$MR = \frac{\rho_{xx}(H) - \rho_{xx}(H=0)}{\rho_{xx}(H=0)}. \quad (14)$$

В нашем случае мы имеем

$$MR_{\max} = \frac{\sigma_2 n_1^2}{\sigma_1 (n_1 + n_2)^2} - 1 \approx \frac{\sigma_2 n_1^2}{\sigma_1 (n_1 + n_2)^2}. \quad (15)$$

Отсюда видно, что при $\sigma_2 \gg \sigma_1$ $MR \gg 1$. Если считать, что $n_1 = n_2$ и положить $\sigma_2 = 100 \sigma_1$ (что примерно достигается при значениях $\gamma = 10 \text{ meV}$ и $\Gamma = 1 \text{ eV}$), то получаем, что магниторезистивный эффект может достигнуть 10000 %.

Литература

1. Ripka, P. & Janosek, M. Advances in Magnetic Field Sensors. IEEE Sensors J. 10, 1108 (2010)
2. Parkin, S.S.P. et al., Nat. Mater. 3, 862 (2004).

3. Yuasa, S., Nagahama, T., Fukushima et. al., K., Nat. Mater. **3**, 868 (2004)
4. 3.3. Алисултанов, Р.П. Мейланов, ФТП **48**(7), 951-962 (2014)
5. 3.3. Алисултанов, Письма в ЖТФ **39**(17), 8 (2013)

ГИГАНТСКИЕ СКАЧКИ ПРОВОДИМОСТИ И РОСТ ТЕРМОЭДС В ГРАФЕНЕ, СФОРМИРОВАННОМ НА ПОЛУПРОВОДНИКЕ

3.3. Алисултанов, Э.Х. Исрапов

Институт физики им. Х.И. Амирханова ДНЦ РАН, Махачкала

Дагестанский государственный университет, Махачкала

zaur0102@gmail.com

В настоящей работе в рамках модели Давыдова исследуются проводимость и термоэдс эпитаксиального графена (ЭГ), сформированного на полупроводнике. Изолированный графен обладает уникальными термоэлектрическими свойствами [1, 2]. Действительно, термоэдс графена при комнатной температуре составляет около $30 \text{ } \mu\text{VK}^{-1}$ [1] (для сравнения, термоэдс металлов порядка $0.01 \text{ } \mu\text{VK}^{-1}$). Большие значения термоэдс наблюдаются в щелевом графене, когда химический потенциал приближается к краю щели [2].

Электрическое поле E и градиент температуры ∇T приводят к возникновению электрического j и теплового потоков g . Эти величины связаны друг с другом посредством следующего соотношения

$$\begin{aligned} E &= \rho j + S \nabla T \\ g &= \Pi j - \kappa \nabla T \end{aligned} \quad (1)$$

где ρ – удельное сопротивление, κ – коэффициент теплопроводности, S – коэффициент Зеебека, Π – коэффициент Пелтье. Коэффициент Зеебека (дифференциальная термоэдс) и коэффициент Пелтье удовлетворяют следующим формулам

$$S = -\beta/\sigma, \quad \Pi = ST, \quad (2)$$

где σ – действительная часть продольной проводимости. Термоэлектрический коэффициент обычно определяется с помощью выражения [2]

$$\beta = \int_{-\infty}^{\infty} d\varepsilon \frac{\varepsilon}{eT} \frac{\partial f}{\partial \varepsilon} A(\varepsilon + \mu), \quad (3)$$

где $f(\varepsilon) = (\exp(\varepsilon/k_B T) + 1)^{-1}$ есть распределение Ферми-Дирака, а проводимость σ и функция $A(\varepsilon)$ определяются с помощью формулы Кубо-Гринвуда [3]

$$\begin{aligned} \sigma(\mu, T) &= \int_{-\infty}^{\infty} d\varepsilon \frac{\partial f}{\partial \varepsilon} A(\varepsilon + \mu), \\ A(\varepsilon) &= -\frac{2v_F^2 \hbar e^2}{\pi N S} \sum_{k, \nu_{b1}, \nu_{b2} = \pm 1} \text{Im} G_{\nu_{b1}}(\mathbf{k}, \varepsilon) \text{Im} G_{\nu_{b2}}(\mathbf{k}, \varepsilon), \end{aligned} \quad (4)$$

где $v_F \approx 10^8 \text{ cm/sec}$ – скорость Ферми электронов графена, S – площадь графена, $G_{\nu_b}(\mathbf{k}, \varepsilon)$ – функция Грина электронов графена, ν_b – зонный индекс, $\nu_b = +1$ соответствует зоне проводимости, а $\nu_b = -1$ – валентной зоне. ν_{b1} и ν_{b2} – зонные индексы, входящие в функции $G(\mathbf{k}, \varepsilon)$ и $G(\mathbf{k}, \varepsilon + \omega)$, соответственно. В последней формуле учтены множители, появляющиеся при учете суммирования по зонам и вырождения по спину. Суть модели Давыдова подробно изложена в [4], а также ряде работ одного из авторов [5-]

7]. В [6] была исследована статическая проводимость ЭГ. Следуя этой работе, для величины $A(\varepsilon)$ получим

$$A(\varepsilon) = -\frac{e^2}{2\pi^2\hbar} \left[\left(\frac{(\tilde{\varepsilon}^2 - \Gamma^2)F(\Gamma) - 4\tilde{\varepsilon}^2\Gamma^2}{F^2(\Gamma) + 4\tilde{\varepsilon}^2\Gamma^2} + 1 \right) + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} \left(\frac{\tilde{\varepsilon}}{\Gamma} + \frac{\Gamma}{\tilde{\varepsilon}} \right) \left(\arctg \frac{F(\Gamma)}{2\tilde{\varepsilon}\Gamma} + \arctg \frac{\tilde{\varepsilon}^2 - \Gamma^2}{2\tilde{\varepsilon}\Gamma} \right) \right], \quad (5)$$

где $F(\Gamma) = \xi^2 - \tilde{\varepsilon}^2 + \Gamma^2$, $\tilde{\varepsilon} = \varepsilon - \Lambda(\varepsilon)$, $\Gamma = \gamma + \Gamma_c(\varepsilon)$ (подробности см. [6]). Для определения функций $\Gamma_c(\varepsilon)$ и $\Lambda(\varepsilon)$ нами используется модель Хайлдейна-Андерсона, в которой они заданы следующими выражениями [6, 7] (фактически, эта аппроксимация соответствует двумерному полупроводнику)

$$\Gamma_c(\varepsilon) = \pi|V|^2 \rho_0 \Theta(|\varepsilon| - \Delta), \quad \Lambda(\varepsilon) = |V|^2 \rho_0 \ln \left| \frac{\Delta - \varepsilon}{\Delta + \varepsilon} \right|. \quad (6)$$

где V – потенциал гибридизации, Δ – полуширина запрещенной щели полупроводника, $\rho_0 = mS_1/\pi\hbar^2$ (подробности в [6]). Далее, мы положим $\gamma \approx 0.001\text{eV}$. Зависимость статической проводимости ЭГ от химического потенциала приведена на рис. 1а. Основной анализ проводимости был проведен в работе [6]. Здесь же еще раз отметим, что при значениях химического потенциала, соответствующих краям запрещенной щели проводимость меняется скачкообразно. Очевидно, это связано с тем, что вблизи краев щели происходит резкий переход от режима несвязанного с подложкой графена (внутри щели $\Gamma_c = 0$) к режиму связанного графена (вне щели $\Gamma_c \neq 0$). Понятно, что в разных режимах проводимость будет различной. Это и объясняет наличие крутых изломов (кинков) в проводимости.

На рис. 1б. приведена термоэдс ЭГ. Вследствие скачкообразного поведения проводимости вблизи краев запрещенной щели, в этих точках имеются пики термоЭДС. Это связано с тем, что термоЭДС чувствительна к производной от проводимости по химическому потенциалу. ТермоЭДС возрастает более, чем на порядок по сравнению с и так большим значением термоЭДС изолированного графена [1] (см. рис. 2). Возвращаясь к обсуждению скачкообразного изменения проводимости, хотелось бы обратить внимание на следующий момент. В нашем случае величина Γ_c , очевидно, определяет время релаксации квазичастиц в ЭГ ($\tau \sim \Gamma_c^{-1}$). Рассеяние квазичастиц в данном случае вызвано взаимодействием графена с подложкой. Другими словами, взаимодействие с подложкой приводит к уширению и сдвигу уровней отдельных атомов графена, что и приводит к конечному времени жизни электронов. Для полупроводниковой подложки, электроны с энергиями, совпадающими с областью запрещенной щели полупроводника, не могут рассеиваться на подложке ($\Gamma=0$), т.е. не могут в неё перейти – это запрещено. Наоборот, вне области щели имеется обмен электронами ($\Gamma \neq 0$), т.е. есть рассеяние на подложке.

Таким образом, вблизи края щели имеется резкий переход между двумя режимами: режимом несвязанного с подложкой графена (внутри щели, $\Gamma=0$) и режимом связанного графена (вне щели, $\Gamma \neq 0$). Другими словами, есть переход между режимом с бесконечным временем релаксации квазичастиц и режимом с конечным временем релаксации. А вблизи края запрещенной щели время релаксации становится сильно зависящим от энергии. Проводя аналогию с работами [2, 8], можно сказать, что вблизи края щели появляется новый канал рассеяния квазичастиц, причем время релаксации сильно зависит от энергии.

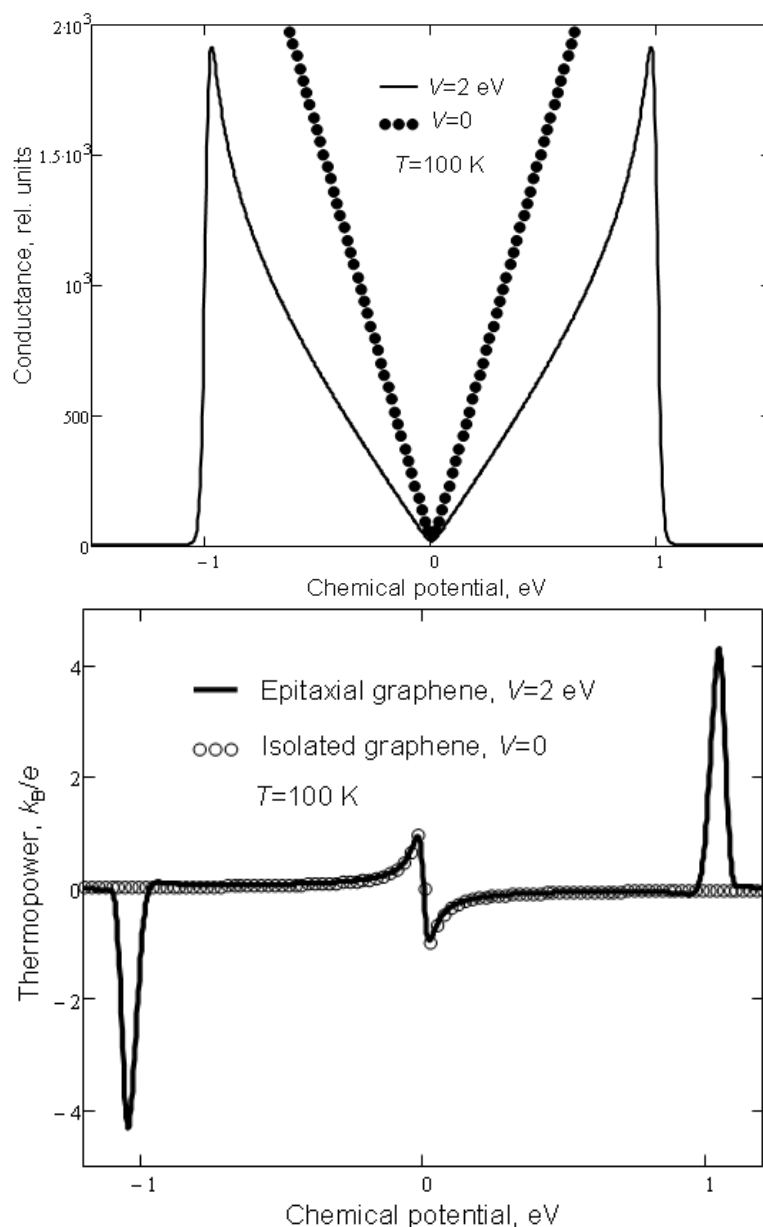


Рис. 1. Проводимость и термоЭДС эпитаксиального графена.

Литература

1. Dragoman D., Dragoman M. // Appl. Phys. Lett. 2007. V. 91. p. 203116
2. Sharapov S.G., Varlamov A.A. // Phys. Rev. B. 2012. V. 86. p. 035430
3. Peres N.M.R., Guinea F., Castro Neto A.H. // Phys. Rev. B. 2006. V. 73. p. 125411
4. Давыдов С.Ю. // ФТП. 2011. Т. 45. Вып. 5. С. 629-633
5. Алисултанов З.З. // Письма в ЖЭТФ. 2013. Т. 98. Вып. 2. С. 121-124
6. Алисултанов З.З. // Письма в ЖТФ. 2013. Т. 39. Вып. 15. С. 8-16
7. Alisultanov Z.Z. // Low Temp. Phys. 2013. V. 39. № 7. P. 767-770
8. Варламов А.А., Кавокин А.В., Лукьянчук И.А., Шараров С.Г. // УФН. 2012. Т. 55. С. 1146

ОСЦИЛЛЯЦИИ КВАНТОВОЙ ЭЛЕКТРОЕМКОСТИ ГРАФЕНА В СКРЕЩЕННЫХ МАГНИТНОМ И ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЯХ

З.З. Алисултанов, М.С. Реис, Д.М. Рустамова

¹Институт физики им. Х.И. Амирханова ДНЦ РАН, Махачкала

²Дагестанский государственный университет, Махачкала

³Instituto de Física, Universidade Federal Fluminense, RJ, Brasil
zaur0102@gmail.com

Важная особенность спектра графена состоит в том, что плотность состояний (ПС) электронов в графене линейно зависит от энергии и в недопированном образце исчезает при энергии Ферми (которая совпадает с энергией, соответствующей точке Дирака). Один из экспериментальных методов изучения ПС основан на измерениях электроемкости, а также её осцилляций в квантующем магнитном поле [1, 2]. При нулевой температуре поведение электроемкости полностью совпадает с поведением ПС. В [3] были исследованы квантовые осцилляции электроемкости многослойного графена. В работах [4, 5] исследовалось влияние кулоновского взаимодействия на квантовую электроемкость графена.

В настоящей работе мы будем исследовать осцилляции электроемкости в графене в скрещенных магнитном и электрическом полях. Исследование графена, помещенного в скрещенные поля интересно по следующей причине. В случае наличия продольного электрического поля УЛ в графене зависят от последнего [6, 7]. Такая зависимость связана с неквадратичностью энергетического спектра носителей. Действительно, еще Лифшицем и Кагановым было показано [8], что в случае неквадратичной зависимости энергии электрона от импульса циклотронная частота электронов в магнитном поле зависит от приложенного электрического поля. Дело в том, что только для квадратичного спектра циклотронная масса носителей не зависит от энергии. В недавней работе [9] были исследованы осцилляции намагниченности в графене в скрещенных полях. Было показано, что период и форма осцилляций зависят от электрического поля. Кроме фундаментального интереса, возможность перестраивать диамагнитные свойства вещества с помощью электрического поля представляет большой интерес для потенциальных практических приложений графена.

Следуя Лифшицу и Каганову [8], а также нашим работам [7, 9-11], мы воспользуемся квазиклассическим подходом, основанным на условии квантования Лифшица-Косевича-Онсагера [12, 13]. Это условие для двумерного электронного газа записывается следующим образом (мы предполагаем, что система расположена в плоскости XY, магнитное поле направлено вдоль оси Z, а электрическое поле – вдоль оси X)

$$A(\varepsilon^*) = \frac{2\pi\hbar e H}{c} (n + \gamma_\sigma), \quad (1)$$

где $A(\varepsilon^*)$ есть площадь, заключенная внутри изоэнергетической траектории для энергии $\varepsilon^*(\mathbf{p}) = \varepsilon(\mathbf{p}) - \mathbf{v}_0 \mathbf{p}$ в импульсном пространстве, $\mathbf{v}_0 = c[\mathbf{E}\mathbf{H}]/H^2$ есть скорость дрейфа электронов перпендикулярно плоскости $\mathbf{E}\mathbf{H}$, $\mathbf{E}$ и $\mathbf{H}$ есть напряженности электрического и магнитного полей, соответственно, $\gamma_\sigma = \gamma + 1/2(m(\mu)/m)\sigma$, где $\sigma = \pm 1$, а $m(\varepsilon) = (2\pi)^{-1} dA/d\varepsilon$ есть циклотронная масса, m это масса свободного электрона, μ есть химический потенциал. Величина γ определяется как $\gamma = \chi/2\pi - 1/2$, где χ – т.н. фаза Берри [21]. Для монослоя графена $\chi = \pi$, следовательно $\gamma = 0$, для нерелятивистского электронного газа $\chi = 2\pi$, следовательно $\gamma = 1/2$. Для бислоя графена непосредственно вблизи точки Дирака имеем $\gamma = 1/2$. Очевидно, что свободных электронов в графене $A_0(\varepsilon) = \pi\varepsilon^2/v_F^2$. Тогда $m(\varepsilon) = \varepsilon/v_F^2$. В графене наиболее

интересными являются значения химического потенциала $0 < |\mu| < 1\text{eV}$. Для этих значений получаем $0 < m(\mu) < 0.1m$. Тогда для зеемановского расщепления получаем $0 < 1/2(m(\mu)/m) < 0.05$. В настоящей работе мы рассматриваем значения химического потенциала $|\mu| < 1\text{eV}$. Следовательно, мы можем пренебречь зеемановским расщеплением уровней Ландау. In our case $\mathbf{E} \perp \mathbf{H}$. Then $v_0 = cEe_y/H$ and $\varepsilon^*(\mathbf{p}) \equiv \varepsilon(\mathbf{p}) - v_0 p_y$.

Квантовая емкость определяется с помощью формулы

$$C = -e^2 \int_0^\infty \frac{\partial f}{\partial \varepsilon} \rho(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (2)$$

где $f(\varepsilon) = (\exp((\varepsilon - \mu)/k_B T) + 1)^{-1}$ есть функция распределения Ферми-Дирака, μ – химический потенциал. ПС определяется следующим образом

$$\rho(\varepsilon) = -\pi^{-1} \text{sign}(\varepsilon - \mu) \text{Im} G(\varepsilon), \quad (3)$$

где $G(\varepsilon)$ – одночастичная функция Грина

$$G(\varepsilon) = \sum_{n, p_y} \frac{1}{\varepsilon - \varepsilon_{n, p_y} + i \text{sign}(\varepsilon - \mu) \Gamma}, \quad (4)$$

где Γ – ширина УЛ, обусловленная рассеянием на примесях. Тогда

$$\rho(\varepsilon) = \frac{1}{\pi} \sum_{n, p_y} \frac{\Gamma}{(\varepsilon - \varepsilon_{n, p_y})^2 + \Gamma^2}, \quad (5)$$

Используя формулу Пуассона для суммирования и переходя к интегрированию по p_y , получаем

$$\rho(\varepsilon) = \rho_0(\varepsilon) + \rho_{\text{osc}}(\varepsilon), \quad (6)$$

где

$$\rho_0(\varepsilon) = \frac{L_y}{\pi^2 \hbar} \int_0^{p_{y\text{max}}} dp_y \int_0^\infty \frac{\Gamma}{(\varepsilon - \varepsilon_{x, p_y})^2 + \Gamma^2} dx, \quad (7)$$

$$\rho_{\text{osc}}(\varepsilon) = \frac{2L_y}{\pi^2 \hbar} \text{Re} \sum_{k=1}^\infty \int_0^{p_{y\text{max}}} dp_y \int_0^\infty \frac{\Gamma}{(\varepsilon - \varepsilon_{x, p_y})^2 + \Gamma^2} e^{-i2\pi kx} dx. \quad (8)$$

где L_y – размер графена вдоль направления y . Мы здесь рассматриваем случай электронного допирования, т.е. $\mu > 0$. Интегрирование по p_y проводится в промежутке $(0, p_{y\text{max}})$, а не $(-p_{y\text{max}}, p_{y\text{max}})$, т.к. направление дрейфа не является произвольным, а задано внешними полями. Величина $p_{y\text{max}}$ определяется из условия вырожденности УЛ. Используя результат микроскопического подхода [6], имеем

$$0 < \Delta x = \frac{c}{eH} \Delta p_y < L_x, \quad (9)$$

откуда получаем $\Delta p_{y\text{max}} = eHL_x/c$. Тогда легко видеть, что при отсутствии электрического поля, т.е. при $v_0 \rightarrow 0$, получаем обычное выражение для ПС двумерной системы в магнитном поле

$$\rho(\varepsilon) = \frac{eHS}{\pi^2 \hbar c} \sum_n \frac{\Gamma}{(\varepsilon - \varepsilon_n)^2 + \Gamma^2}. \quad (10)$$

Здесь мы ограничимся лишь случаем $\mu \gg k_B T$. Тогда, подынтегральное выражение заметно отлично от нуля лишь вблизи точки $\varepsilon = \mu$. Кроме того, именно энергии в $\varepsilon \sim \mu$

важны для магнитных осцилляций. В связи со сказанным мы будем рассматривать энергии $\varepsilon \sim \mu$. Далее, мы положим $\Gamma = 0$. Тогда, после ряда выкладок, для $\rho_0(\varepsilon)$ получим

$$\rho_0(\varepsilon) = \frac{L_y}{\pi \hbar} \frac{c}{2\pi \hbar e H} \int_0^{eHL_x/c} dp_y m(\varepsilon - v_0 p_y) \Theta(\varepsilon - v_0 p_y - \varepsilon_0). \quad (11)$$

В настоящей работе мы предполагаем, что $\mu \gg eEL_x$. Тогда

$$\rho_0(\varepsilon) \approx \frac{L_x L_y}{\pi \hbar^2} m(\varepsilon). \quad (12)$$

Рассмотрим теперь осциллирующую часть ПС. Учитывая условие (1), а также переходя к интегрированию по энергетической переменной, получаем

$$\rho_{osc}(\varepsilon) = \frac{2L_y}{\pi \hbar^2} \frac{c}{eH} \operatorname{Re} \sum_{k=1}^{\infty} \int_0^{p_{y\max}} dp_y \int_0^{\infty} d\varepsilon_x \delta(\varepsilon - \varepsilon_{x,p_y}) e^{-ik \frac{c}{\hbar e H} A(\varepsilon_x)} e^{-i2\pi k \gamma} m(\varepsilon_x) d\varepsilon_x. \quad (13)$$

Разложим функцию $A(\varepsilon)$ вблизи μ : $A(\varepsilon) \approx A(\mu) + 2\pi m(\mu)(\varepsilon - \mu)$. Подставляя и интегрируя

$$\rho_{osc}(\varepsilon) = \frac{2L_y}{\pi^2 \hbar v_0} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\sin k \frac{\pi L_x m(E, \mu) v_0}{\hbar}}{k} \times \cos \left[\frac{kc}{\hbar e H} \left(A(E, \mu) + 2\pi m(E, \mu) \left(\varepsilon - \mu - \frac{v_0 p_{y\max}}{2} \right) \right) - 2\pi k \gamma \right]. \quad (14)$$

Наконец, для квантовой емкости получаем

$$C = \frac{e^2 L_x L_y m(\mu)}{\pi \hbar^2} + \frac{4e^2 L_y}{\pi^2 \hbar v_0} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\sin k \frac{\pi L_x m(\mu) v_0}{\hbar}}{k} \times \operatorname{Re} \left\{ e^{i \left[\frac{kc}{\hbar e H} (A(\mu) - \pi m(\mu) v_0 p_{y\max}) - 2\pi k \gamma \right]} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{\frac{kc 2\pi m(\mu) 2k_B T}{\hbar e H} z}}{4 \cosh^2 z} dz \right\}, \quad (15)$$

где мы перешли к новой переменной $z = (\varepsilon - \mu)/2k_B T$ и положили в нижнем пределе интеграла $\mu/k_B T \rightarrow \infty$. Интеграл в этом выражении вычислим следующим образом

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{iaz}}{4 \cosh^2 \frac{z}{2}} dz = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^z}{(e^z + 1)^2} e^{iaz} dz = \frac{\pi \alpha}{\sinh \pi \alpha}. \quad (16)$$

Тогда окончательно получаем

$$C = \frac{e^2 L_x L_y m(\mu)}{\pi \hbar^2} + \frac{16e L_y m(\mu) k_B T}{\hbar^2 v_0 H} \times \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\sin k \frac{\pi L_x m(\mu) v_0}{\hbar} \cos \left[\frac{kc}{\hbar e H} (A(\mu) - \pi m(\mu) v_0 p_{y\max}) - 2\pi k \gamma \right]}{\sinh \frac{2\pi^2 k c m(\mu) 2k_B T}{\hbar e H}}. \quad (17)$$

На рис. 1. представлены зависимости квантовой емкости монослоя и бислоя графена от обратного магнитного поля при различных значениях продольного электрического поля. Как видно из рисунка, продольное электрическое поле существенно влияет на осцилляции квантовой емкости.

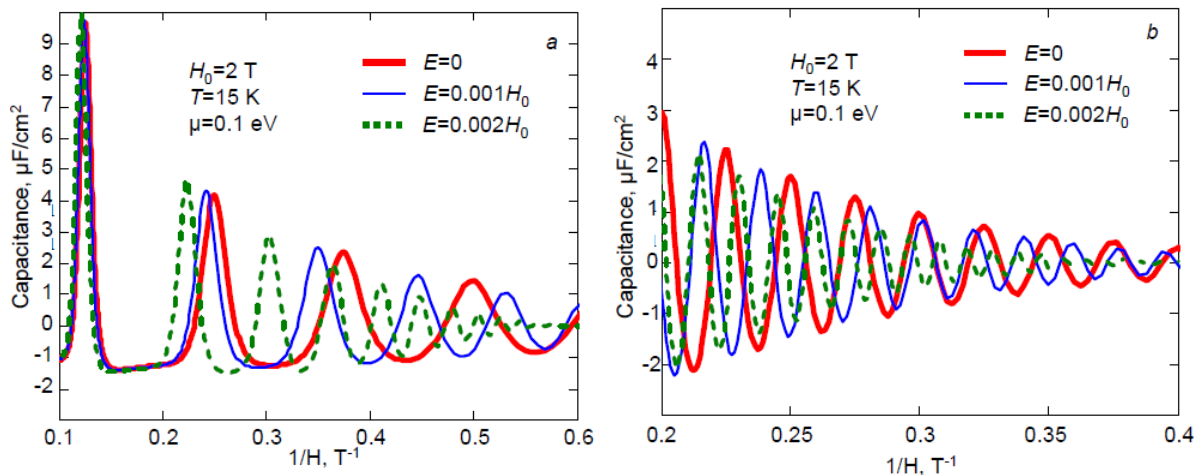


Рис. 1. Зависимость квантовой емкости монослоя (а) и бислоя (б) графена от обратного магнитного поля при различных значениях напряженности электрического поля.

Литература

1. L.A. Ponomarenko, R. Yang, R.V. Gorbachev et. al., Phys. Rev. Lett. **105**, 136801 (2010)
2. G.L. Yu, R. Jalil, B. Belle et. al., Proc. Natl. Acad. Sci. USA **110**, 3281 (2013)
3. V. P. Gusynin, V. M. Loktev, I. A. Luk'yanchuk et. al., Low Temp. Phys. **40**, 270 (2014)
4. R. Asgari, M. I. Katsnelson, and M. Polini, ANN PHYS (Berlin) **526**, 359 (2014)
5. Yu. E. Lozovik, A. A. Sokolik, and A. D. Zabolotskiy, Phys. Rev. B **91**, 075416 (2015)
6. V. Lukose, R. Shankar, G. Baskaran, Phys. Rev. Lett. **98**, 116802 (2007)
7. Z.Z. Alisultanov, Physica B **438**, 41-44 (2014)
8. И.М. Лифшиц, М.И. Каганов, УФН **69**, 419 (1959)
9. З.З. Алисултанов, Письма в ЖЭТФ **99**(4), 258-262 (2014)
10. Z.Z. Alisultanov, Physics Letters A **378** (30–31), 2329 (2014)
11. З.З. Алисултанов, Письма в ЖЭТФ **99**(12), 813 (2014)
12. И.М. Лифшиц, А.М. Косевич, ЖЭТФ **29**, 730 (1955)
13. L. Onsager, Phil. Mag. **43**, 1006 (1952)

КВАНТОВАЯ ЭЛЕКТРОЕМКОСТЬ ЭПИТАКСИАЛЬНОГО ГРАФЕНА

З.З. Алисултанов, Г.М. Мусаев, Д.М. Рустамова, А.М. Хабибулаева

¹Институт физики им. Х.И. Амирханова ДНЦ РАН, Махачкала

²Дагестанский государственный университет, Махачкала

zaur0102@gmail.com

Плотность состояний (ПС) электронов в недопированном графене исчезает в точке Дирака, что связано непосредственно с линейностью спектра и отсутствием запрещенной щели. ПС многослойного графена также ведет себя специальным образом. Один из экспериментальных методов изучения ПС основан на измерениях электроемкости, а также её осцилляций в квантующем магнитном поле. В [1] были исследованы квантовые осцилляции электроемкости многослойного графена. В работах [2, 3] исследовалось влияние кулоновского взаимодействия на квантовую электроемкость графена.

В настоящей работе в рамках простой модели мы рассмотрим квантовую электроемкость эпитаксиального графена. Исследование эпитаксиального графена (ЭГ) занимает одно из центральных мест в физике графена. В последнее время широко развивается модельный подход для исследования ЭГ. Эту модель впервые предложил С.Ю. Давыдов [4]. Она подробно описана и обсуждалась в [4] (см. также [5-7]). Отметим,

что в рамках этой простой модели удалось исследовать целый ряд свойств ЭГ. Так, был подробно исследован электронный транспорт в ЭГ, сформированном на металлической и полупроводниковой подложках [8, 9]. Модель также была использована при исследовании проводимости и термоЭДС гибридной системы из монослоя графена и перестраиваемого бислоя графена [10, 11].

Емкость системы состоит из двух частей:

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_c} + \frac{1}{C_q}, \quad (1)$$

где $C_c = \kappa S/d$ – классическая (геометрическая) емкость, $C_q = e^2 \partial n / \partial \mu$ – квантовая емкость. Исследованию последней величины для ЭГ и посвящена настоящая работа.

Для плотности состояний ЭГ имеем [8, 9]

$$\rho_{EG}(\varepsilon) = \frac{\Gamma_c S}{2\pi^2 v_F^2 \hbar^2} \ln \frac{(\xi^2 + \Gamma_c^2 - \bar{\varepsilon}^2)^2 + 4\Gamma_c^2 \bar{\varepsilon}^2}{(\Gamma_c^2 + \bar{\varepsilon}^2)^2} + \\ + \frac{S \bar{\varepsilon}}{\pi^2 v_F^2 \hbar^2} \left(\arctg \frac{\xi^2 + \Gamma_c^2 - \bar{\varepsilon}^2}{2\Gamma_c \bar{\varepsilon}} - \arctg \frac{\Gamma_c^2 - \bar{\varepsilon}^2}{2\Gamma_c \bar{\varepsilon}} \right), \quad (2)$$

где $\bar{\varepsilon} = \varepsilon - \Lambda(\varepsilon)$, ξ – энергетический параметр порядка ширины зоны эпитаксиального графена ($\xi \sim t$, где t – матричный элемент перехода электрона на ближайшие соседние атомы; для изолированного графена $t \approx 2.8 \text{ eV}$). Отметим, что здесь и дальше под ПС подразумевается плотность состояний, приходящаяся на один атом углерода. В связи с этим, $S = S_1 = 3\sqrt{3}a^2/4$, где $a \approx 1.42 \text{ \AA}$ – расстояние между ближайшими атомами углерода в графене. Величину ξ определим из естественного условия, что один атом недопированного графена содержит один электрон в $2p_z$ – состоянии, т.е. $\int_{-\xi}^{\varepsilon_F} \rho_0(\varepsilon) d\varepsilon = 1$,

где $\rho_0(\varepsilon) = S_1 |\varepsilon| / \pi v_F^2 \hbar^2$ – ПС изолированного графена, ε_F – энергия Ферми, равная нулю для недопированного графена. Из этого условия получаем

$$\xi = \sqrt{\pi\sqrt{3}t}. \quad (3)$$

Квантовая емкость определяется с помощью формулы

$$C = -e^2 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial f}{\partial \varepsilon} \rho(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (4)$$

где $f(\varepsilon) = (\exp((\varepsilon - \mu)/k_B T) + 1)^{-1}$ есть функция распределения Ферми-Дирака, μ – химический потенциал. Действительно, по определению

$$C = \frac{dq}{d\varphi} = e \frac{dq}{d\mu} = e^2 \frac{d}{d\mu} \int_{-\infty}^{\infty} f(\varepsilon - \mu) \rho(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (5)$$

откуда, с учетом того, что $\partial f / \partial \mu = -\partial f / \partial \varepsilon$, получаем формулу (4). На рис. 1. показаны зависимости емкости ЭГ от химического потенциала при различных значениях потенциала гибридизации для случаев металлической (рис. 1) и полупроводниковой (рис. 2а) подложки.

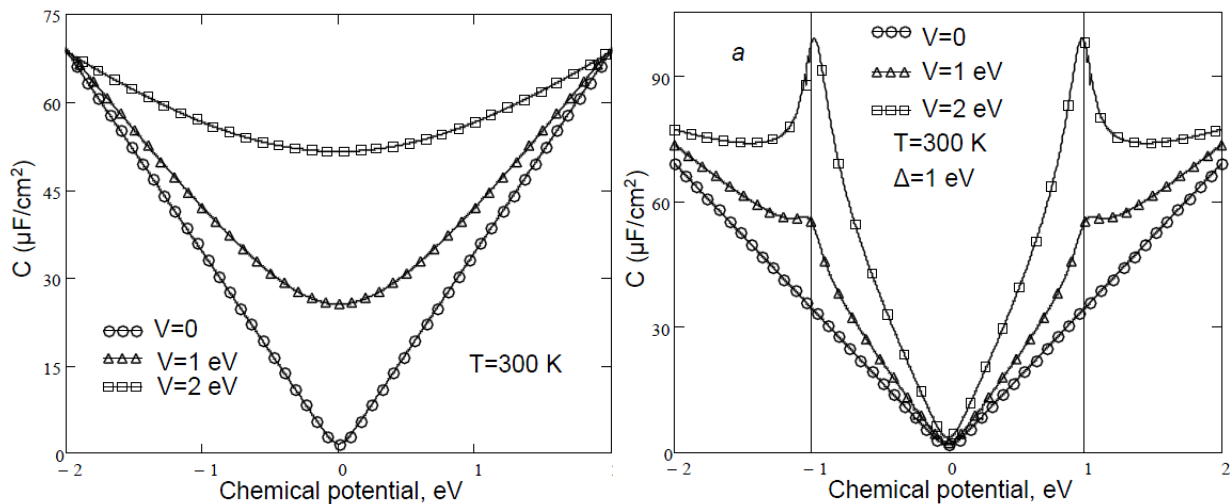


Рис. 1. Зависимость квантовой емкости ЭГ на металлической (а) и полупроводниковой (б) подложках от химического потенциала при различных значениях потенциала гибридизации.

Из рисунков видно, что в области разрешенных энергий емкость ЭГ увеличивается с ростом химического потенциала. Это связано с тем, что в указанной области энергий подложка является дополнительным «резервуаром» для накопления заряда.

Литература

- [1] V. P. Gusynin, V. M. Loktev, I. A. Luk'yanchuk, S. G. Sharapov, and A. A. Varlamov, *Low Temp. Phys.* **40**, 270 (2014)
- [2] R. Asgari, M. I. Katsnelson, and M. Polini, *ANN PHYS (Berlin)* **526**, 359 (2014)
- [3] Yu. E. Lozovik, A. A. Sokolik, and A. D. Zabolotskiy, *Phys. Rev. B* **91**, 075416 (2015)
- [4] С.Ю. Давыдов, *Письма в ЖТФ* **37**, 64 (2011)
- [5] 3.З. Алисултанов, Р.П. Мейланов, *ФТТ* **54**, 1398 (2012); *ФММ* **113**, 1504 (2012)
- [6] 3.З. Алисултанов, Р.П. Мейланов, *ТМФ* **172**, 455 (2012)
- [7] 3.З. Алисултанов, С.В. Гарнов, Р.П. Мейланов, *ФТТ* **54**, 2237 (2012)
- [8] 3.З. Алисултанов, И.К. Камилов, *ФТТ* **56**(4), 821 (2014)
- [9] 3.З. Алисултанов, Р.П. Мейланов, *ФТП* **48**(7), 851 (2014)
- [10] 3.З. Алисултанов, *Письма в ЖЭТФ* **98**(2), 121-124 (2013)
- [11] Z.Z. Alisultanov, *Modern Physics Letters B* **29**(3), 1550003 (2015)

СТРУКТУРА И СВОЙСТВА НАНОПОРОШКА BiFeO_3

Н.М.-Р. Алиханов, М.Х. Рабаданов, Ж.Х. Мурлиева, С.А. Садыков, Р.М. Эмиров

Дагестанский Государственный Университет, Дзержинского 12 а, Махачкала, Россия

e-mail: alihanov.nariman@mail.ru

Феррит висмута (BFO) – классический мультиферроик, являющийся перспективным материалом для новой области квантовой электроники – спиновой электроники, сенсорной техники, магнитной памяти и др. [1–2]. Особенностью феррита висмута, в значительной мере определяющей практический интерес, является одновременное сосуществование в нем сегнетоэлектрического и антиферромагнитного состояний с экстремально высокими температурами упорядочений (температура Кюри $T_C = 830^\circ\text{C}$ и температура Нееля $T_N = 370^\circ\text{C}$).

Нами синтезирован нанопорошок BFO методом сжигания нитрат-органических прекурсоров [3]. В смесь водных растворов нитрата висмута $\text{Bi}(\text{NO}_3)_3$ и нитрата железа $\text{Fe}(\text{NO}_3)_3$, взятых в равных молярных соотношениях, добавлялись глицин и азотная

кислота. Раствор выпаривался до плотности 1.14–1.16 г/см³ и нагревался со скоростью 10–30°С/мин до температуры вспышки (при 500°С), в результате которой синтезировался нанопорошок, содержащий нанокристаллы ВFO.

При получении нанодispersных порошков данным методом в них, как правило, в той или иной мере, присутствует рентгеноаморфная фаза. Дифракционный анализ и оценка дисперсности нанопорошка проводились на дифрактометре PANalytical Empyrean series 2, морфология исследовалась сканирующим электронным микроскопом LEO – 1450. Намагниченность исходного и термообработанных порошков измерялась на магнитометре Lakeshore model 7407. Измерения теплоемкости проводились на дифференциальном сканирующем калориметре DSC 204 F1 Phoenix фирмы NETZSCH. Электроемкость (C), коэффициент диэлектрических потерь (D) и активная проводимость (G) исследовались измерителем LCR – 78110G фирмы «Good Will Instrument Co».

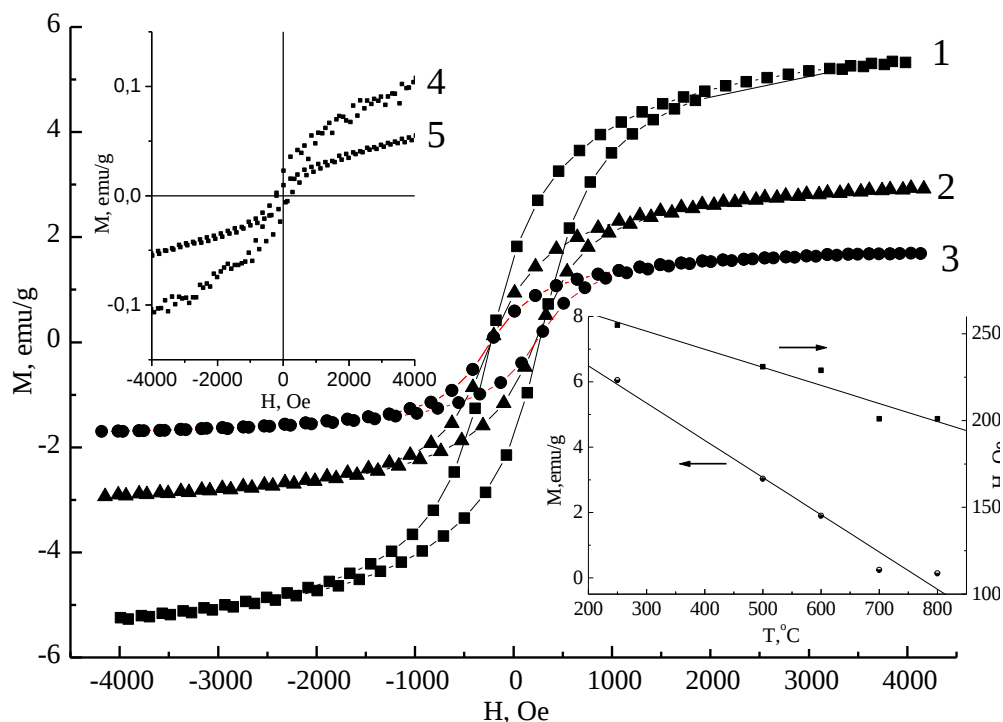


Рис. 1. Петли магнитного гистерезиса ($M-H$) нанопорошка ВFO: 1 – исходный порошок; 2 – 5 – после термообработки при 500°С, 600°С, 700°С и 800°С. На нижней вставке зависимости намагниченности M и коэрцитивной сила H_c от температуры термообработки

Дифрактограмма исходного порошка демонстрирует хорошее совпадение наблюдаемых пиков со значениями из стандартной базы данных PAN-ICSD для ВFO, за исключением небольшого пика вблизи угла 28°. Анализ дифрактограммы и результаты исследования морфологии показали, что нанопорошок до термообработки представляет собой агрегаты наночастиц ВFO со средним размером ~ 35 нм, вкрапленные в аморфную фазу. После термической обработки эта фаза рекристаллизуется с образованием как ВFO, так и побочных фаз, богатых железом и висмутом. В среднем размеры частиц ВFO при этом возрастают от 55 нм до 90 нм. Скорость рекристаллизации аморфной фазы существенно возрастает после термообработки при 700°С и более высоких температурах.

Значения намагниченности для исходного и термообработанного при 500°С образцов существенно превосходят данные, полученные другими авторами [4,5]. В процессе термообработки (рис. 1) при $T > 500^\circ\text{C}$ снижается остаточная намагниченность M и коэрцитивная сила H_c нанопорошка. Термообработка нанопорошка при 500°С в течение 1 часа снижает M от 6 ед/г до 3 ед/г, а при 800°С – до 0.2 ед/г. Предполагается, что

на величину M исходного образца влияет содержание рентгеноаморфной фазы, в частности, маггемита, который после термообработки при 600°C переходит в немагнитный гематит.

Исследования теплоемкости показали наличие аномалии, соответствующей антиферромагнитному фазовому переходу, а также то, что температура Нееля T_N , определенная по положению максимума на зависимости $C_p=f(T)$ для термообработанного образца при 700°C смещается на 6 градусов в сторону высоких температур (рис. 2). Температура Дебая Θ_D , найденная из температурной зависимости C_p термообработанного при 600°C образца, составляет $\sim 550\text{ K}$.

На кривых $\varepsilon'(T, \omega)$ вблизи температуры Нееля T_N наблюдается максимум, являющийся следствием магнитоэлектрических взаимодействий в нанопорошке BFO. С ростом частоты ε' и ε'' уменьшаются и достигают почти постоянных величин. При комнатных температурах $\varepsilon' \sim 100$. При температурах выше 300°C диэлектрические свойства BFO зависят от проводимости образца.

Проводимость нанопорошка σ при низких температурах описывается степенным законом с частотным показателем 0.903, в области температур до 300°C она имеет примесный характер с набором энергий активации E_A в пределах $0.16 - 0.32\text{ eV}$, убывающей с ростом частоты. Выше 300°C σ имеет экспоненциальный характер. Энергия активации при этих температурах, в среднем, близка к ширине запрещенной зоны монокристалла BFO– 2.7 eV .

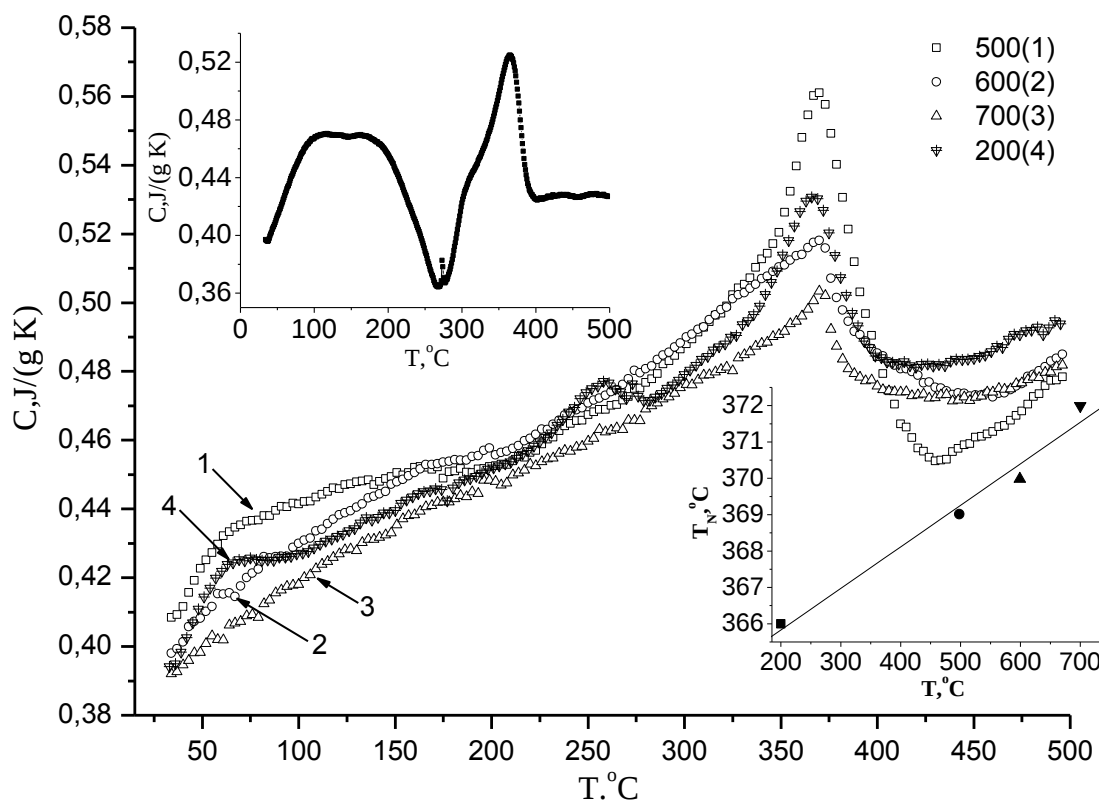


Рис. 2. Температурная зависимость теплоемкости нанопорошка BFO после термообработки. На верхней вставке – теплоемкость холоднопрессованного образца из исходного нанопорошка; на нижней вставке – зависимость температуры Нееля T_N от температуры термообработки

Работа выполнена при финансовой поддержке Государственных заданий № 2560, 16.1103.2014/К.

Литература

- [1] G. Catalan, J.F. Scott. Adv. Mater. **21**, 2463 (2009).
- [2] А.П. Пятаков, А.К. Звездин. УФН **182**, 593 (2012).
- [3] Д.К. Палчаев, М.П. Фараджеева, С.А. Садыков, М.Х. Рабаданов, Ж.Х. Мурлиева, С.Н. Каллаев, А.Ф.А. Табит, Р.М. Эмиров. Письма в ЖТФ **40**, 21, 54 (2014).
- [4] F. Huang, Z. Wang, X. Lu et. al. Scientific Reports **3**, 2907 (2013).
- [5] J. Lu, A. Gunther, F. Schrettle et. al. Eur. Phys. J. B **75**, 451 (2010).

ВЫСОКОВОЛЬТНАЯ АКТИВАЦИЯ ДИГИДРОФОСФАТА ЦЕЗИЯ

Гаджиев С.М., Гусейханов М.К., Алиева С.С.

Дагестанский государственный университет, Дзержинская 12а, Махачкала, Россия.

Твердые электролиты в последнее время нашли широкое применение для создания систем преобразования, хранения и передачи информации (хемотронные приборы, сенсоры, таймеры, кулонометры, электрохимические датчики, химические источники тока и т.д.). Благодаря селективному транспорту протонов многие протонные твердые электролиты уже нашли практическое применение в качестве мембран электрохимических устройств: топливных элементов (ТЭ), водородных насосов и сенсоров, электролизеров для получения водорода, мембранных реакторах (де)гидрирования углеводородов, электрохромных дисплеев и т.д. Эффективность их использования (повышение полезных удельных характеристик, снижение энергетических затрат и др.), прежде всего, зависит от величины проводимости применяемых электролитов; расплавленные электролиты применяются в электрохимическом производстве активных металлов, сплавов, химических источников тока и в других электрохимических устройствах. В целях определения и обоснованного выбора систем с оптимальными практическими параметрами необходимы исследования структурных и физико-химических свойств широкого класса расплавленных солей и твердых электролитов в экстремальных условиях (сильные электрические и магнитные поля, высокие давления и т.д.).

Настоящая работа посвящена исследованию высоковольтного поведения протонного твердого электролита дигидрофосфата цезия и его расплава. Эксперименты проводились по методике, описанной в работах [1,2]. В экспериментах нами был использован дигидроортофосфат цезия CsH_2PO_4 марки ХЧ. Кристаллы однозамещенных ортофосфатов цезия являются ценными сегнето- и пьезоэлектрическими материалами. Эксперименты с дигидроортофосфатом цезия проводились при температурах 493, 513 и 533 К. Полученные результаты зависимости относительного изменения проводимости от напряженности электрического поля приведены на рис.1.

Как видно из этого рисунка, с ростом напряженности электрического поля относительный рост проводимости увеличивается и имеет тенденцию к насыщению. С ростом температуры относительное изменение проводимости увеличивается и при $T = 533$ К оно достигает 208 %. Сравнение этих данных с гидроортофосфатами натрия и калия показывает [1], что в этом случае относительный рост проводимости значительно выше. Предельная электропроводность в дигидрофосфате цезия при исследованных температурах также не достигается в связи с тем, что в полях, больших указанных на рис.1, электролит пробивается. Так, при $T=493$ К напряженность электрического поля равна 1,7 МВ/м ($U=3,4$ кВ).

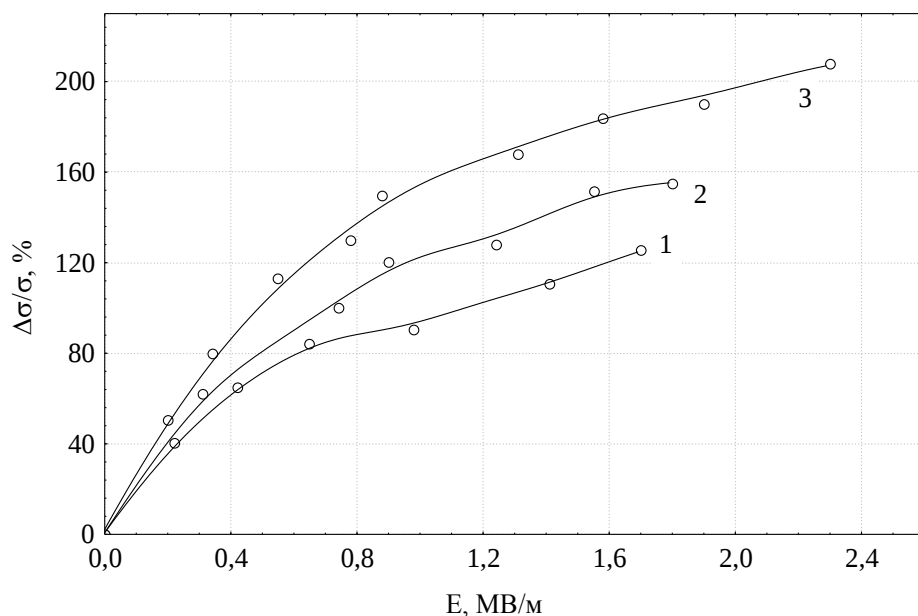


Рис.1. Зависимость относительного изменения проводимости CsH_2PO_4 от напряженности электрического поля: 1 – 493; 2 – 513; 3 – 533 K.

Интересным с точки зрения практики является тот факт, что наведенная сильным электрическим полем избыточная проводимость в дигидроортофосфате цезия также сохраняется длительное время. На рис.2 приведены характерные релаксационные кривые в координатах $\ln(\sigma/\sigma_0)$ - время при температуре $T=493$ K. Из этого рисунка видно, что наибольшее изменение наведенной избыточной проводимости наблюдается в начальный момент времени после высоковольтных разрядов. Через 3 – 5 минут релаксационные кривые также подчиняются кинетическому уравнению первого порядка. На линейном участке релаксационных кривых методом наименьших квадратов вычислено время релаксации избыточной проводимости. Полученные результаты приведены в таблице 1.

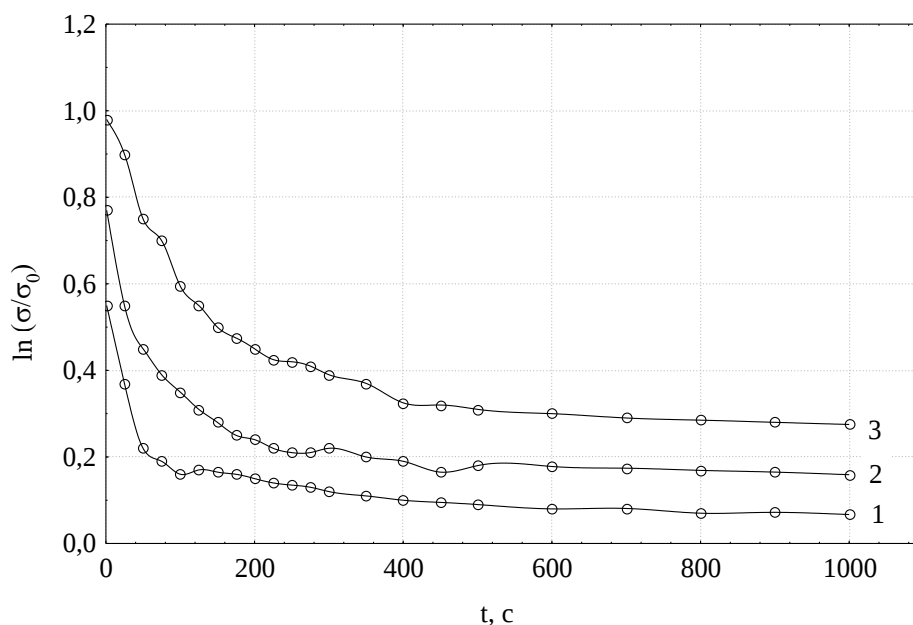


Рис.2. Изменение $\ln(\sigma/\sigma_0)$ во времени после высоковольтных разрядов в дигидроортофосфате цезия при $T=513$ K и амплитудах напряжения: 1-1,5; 2-1,8; 3-3,1 кВ.

Таблица 1. Время релаксации избыточной проводимости дигидрофосфата цезия.

Электролит	T, K	$\tau_{\text{ср}} \cdot 10^{-4}$, с	δ , %
CsH ₂ PO ₄	493	3,53	4,3
	513	3,84	4,6
	533	4,96	5,0

Как видно, с ростом температуры время релаксации в гидроортофосфате цезия увеличивается. Время релаксации того же порядка, что во всех остальных электролитах. Уровень активации тем выше, чем выше амплитуда импульсного напряжения.

В общем случае следует рассматривать следующие возможные пути увеличения проводимости, часть из которых обсуждены в работах [3,4]: 1) пробой электролита; 2) появление электронной составляющей проводимости; 3) тепловые эффекты, связанные с ВИР; 4) выделение щелочного металла или протона на катоде; 5) изменение механизма проводимости с дефектного на туннельный (связанное с фазовым переходом); 6) разложение электролита; 7) увеличение концентрации протонных дефектов; 8) рост подвижности носителей заряда.

Об относительно меньшей энергии Н – связи говорит тот экспериментальный факт, что эффект насыщения проводимости для ПТЭ наступает при значительно меньших НЭП по сравнению с другими твердыми электролитами и солевыми расплавами. Этот экспериментальный факт также свидетельствует о небольшой энергии водородной связи в ПТЭ. Таким образом, в ПТЭ и их расплавах в СЭП, вероятно, имеет место частичная или полная ионизация при достижении предельной проводимости (разрыв Н – связей) и образование дополнительных неравновесных носителей заряда, т.е. увеличение концентрации носителей.

Помимо увеличения концентрации протонных дефектов в СЭП возможно возрастание подвижности носителей заряда вследствие снятия эффекта релаксационного торможения, обусловленного ионной атмосферой. В СЭП скорость ионов Н⁺ достигает большой величины, так что поляризация решетки ПТЭ не успевает происходить, вследствие чего снимается релаксационное торможение.

Из приведенного выше анализа следует, что рост проводимости расплавленных и твердых электролитов при прохождении через них ВИР обусловлен как увеличением подвижности ионов, так и ростом их концентрации с сохранением электролитической природы.

Литература

1. Гаджиев С.М., Шабанов О.М., Гаджиев А.С., Алиева С.С., Эфендиева Г.С. Высоковольтная электропроводность и динамика постакивационной релаксации твердых электролитов NaH₂PO₄ и Na₂HPO₂. Вестник ДГУ. 2013, вып.1, с.17 – 23.
2. Sabanov O.M., Gadzhiev S.M. Intensification of Electrical Conductivity of Molten Electrolytes. //IJARPS. V.2. Issue 8, August 2015. P. 1-10.
3. Гаджиев С.М., Присяжный В.Д. Электропроводность солевых расплавов в сильных электрических полях. //В сб.: Ионные расплавы и твердые электролиты. – Киев, 1986. Вып. 1. - 21-31 с.
4. Шабанов О.М., Гаджиев С.М. Эмиссионные спектры и высоковольтная электропроводность расплавленных солей. //Расплавы. -1990. -№ 2. -С.49-56.

НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫЕ КЕРАМИЧЕСКИЕ СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ МАТЕРИАЛЫ

Гаджимагомедов С.Х., Палчаев Д.К., Шабанов Н.С., Палчаев Н.А.

Дагестанский Государственный Университет, Махачкала, Россия

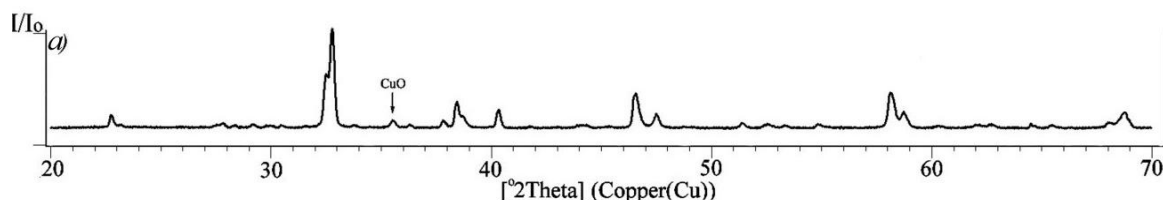
e-mail: darkusch@mail.ru

Разработанная нами технология [1] обеспечивает определенное распределение размеров частиц в порошке, что способствует формированию структуры с соответствующей плотностью и дисперсностью частиц материала, содержащего преимущественно фазу, оптимально насыщенную кислородом, в один этап. Технология, описанная в [2] нами доработана так, чтобы исключить необходимость отдельного получения порошков различной дисперсности и процесс их механического компактирования.

Нитраты, иттрия, бария и меди смешиваются и растворяются в воде в соотношении материал – вода равной 0,03:1, добавляется концентрированная азотная кислота до полного растворения солей и глицерин в количестве 0,5-1,5% от общего количества водного раствора нитратов, выпаривается при непрерывном помешивании до образования густой жидкой консистенции до его вспыхивания с образованием прекурсора, который в свою очередь, нагревается до температур в интервале 350°C - 915°C с выдержкой при этих температурах в течение 1-20 часов, для удаления недогоревшей органики и формирования соответствующего распределения размеров частиц, прессуется при 50 – 200 МПа и спекается при 920°C в течение 0,5 - 5 часов.

Исследованы структура (см. рис. 1) и электросопротивление (см. рис. 2) ВТСП - керамик на основе $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, полученных после предварительной термообработки порошков при 350°C в течение 1 часа и 910°C в течение 20 часов соответственно с последующим спеканием при 920°C в течение 1 часа. Такая технология обеспечивала почти стопроцентную долю сверхпроводящей фазы с индексом при кислороде – 6,9.

(350С, 1ч.), 920С, 1ч



(910С, 20ч), 920С, 1ч

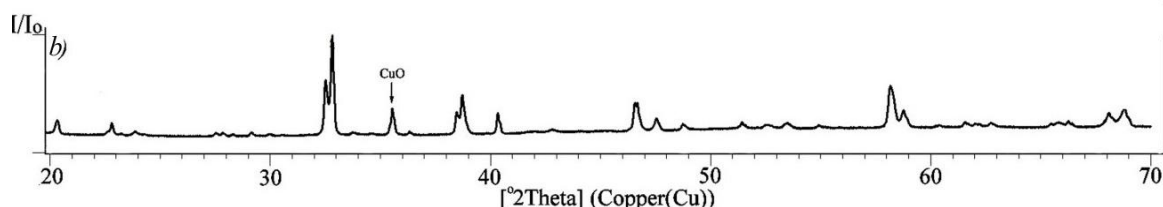


Рис. 1. Дифрактограммы ВТСП – керамик на основе $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ полученных: термической обработкой порошка при 350°C в течение 1 часа – а) и термической обработкой порошка при 910°C в течение 20 часов – б)

Известно, что введение наночастиц других элементов в YBCO , как правило, снижает T_C [3-5], тогда как у наших наноструктурированных материалов T_C возрастает (рис.2). Переход в сверхпроводящее состояние для образца при плотности 5,72 г/см³ (см. рис.2b) наблюдается в интервале 96,0 – 88,5К. Температура начала перехода образца (см. рис. 2а), оказалось еще

выше - 96,6 К при значительно меньшей плотности ($\sim 3 \text{ г/см}^3$), но переход растянут до 85 К. Абсолютные значения электросопротивления для последнего образца почти на порядок выше, что указывает не только на высокую пористость этого материала, но и на меньшую степень рекристаллизации исходного порошка в результате такой термообработки.

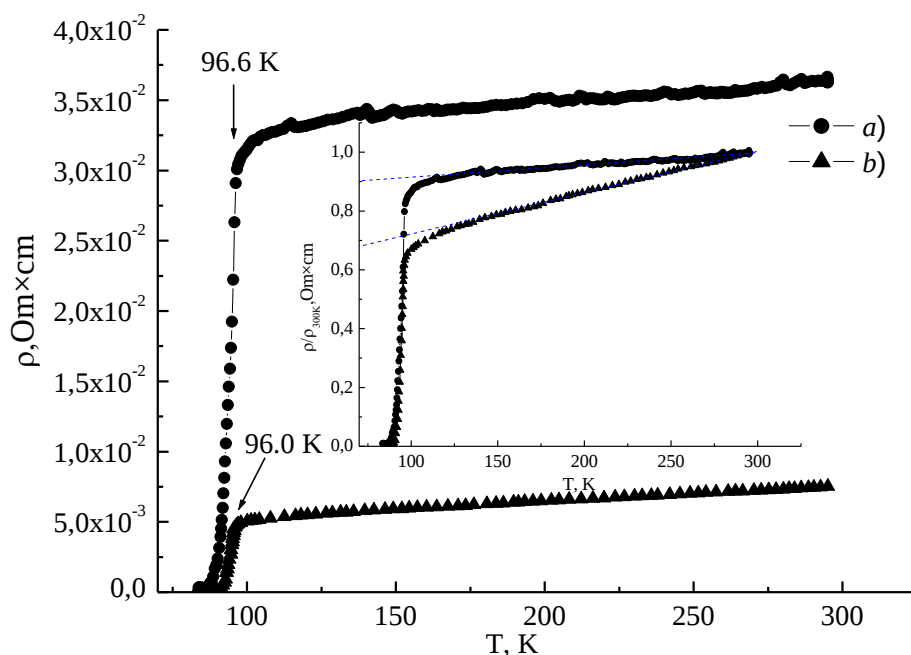


Рис. 2. Температурные зависимости электросопротивлений $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ керамики полученных: термической обработкой порошка при 350°C в течение 1 часа – а) и термической обработкой порошка при 910°C в течение 20 часов – б).

Работа выполнена при финансовой поддержке Государственных заданий № 2560, 16.1103.2014/К.

Литература

1. Gadzhimagomedov S.Kh., Palchaev D.K., Rabadanov M. Kh. et al. // Pis'ma v Zhurnal Tekhnicheskoi Fiziki, 2016, V. 42, № 1.
2. Rabadanov M. Kh., Palchaev D.K., Khidirov Sh.Sh. et al. // R.U. Patent №2486161, 27.06.2013.
3. Hamrita A., Ben Azzouz F., Dachraoui W. et al. // J.Supercond. Nov.Magn. 2013.V.26. P.879–884.
4. Missak Swarup Raju P., Devendra Kumar N., Pavan Kumar Naik S. et al. // J.Supercond. Nov. Magn. 2014.V.27. P.2277–2282.
5. Turkoz M. B., Nezir S., Terzioglu C. et al. // J. Mater Sci.: Mater Electron. 2013. V. 24. P. 896–905.

ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРАЛЬНО-ФЛУОРЕСЦЕНТНЫХ СВОЙСТВ БИОЛОГИЧЕСКИХ ТКАНЕЙ IN VIVO ПРИ ОСТРОЙ ИНТОКСИКАЦИИ СЕРНОКИСЛОЙ МЕДИ

К.М. Гираев, Н.А. Ашурбеков, И.Ш. Гашимов

ФГБОУ ВО «Дагестанский государственный университет»

ФГБУН Институт физики им. Х.И. Амирханова Дагестанского научного центра РАН

В настоящее время общеизвестно, что медь в небольших концентрациях для живого организма является биотиком, т. е. веществом, необходимым для нормального существования организма. В частности, медьсодержащие ферменты и белки, многие из которых обладают ферментативной функцией, играют исключительную роль в механизмах окислительно-восстановительных процессов кроветворения и усвоения железа в организме. В то же время, в больших концентрациях медь иммунотоксична, имеет канцерогенное и мутагенное действие, а также вызывает нарушение репродуктивной функции (см., например, [1, 2]).

С целью исследования токсического влияния тяжелых металлов на биохимические свойства биологических тканей были измерены спектры флуоресценции тканей желудка и печени *in vivo* при острой форме интоксикации медьсодержащим пестицидом в дозе LD₅₀ и различной длительности ее воздействия.

Моделирование острой интоксикации осуществлялось на 12 половозрелых самцах белых крыс породы Wistar примерно одного возраста путем перорального введения раствора сернокислой меди (CuSO₄·5H₂O) в концентрации LD₅₀ (300 мг CuSO₄ на 1 кг веса крысы) длительностью 3 (средняя стадия интоксикации) и 12 часов (крайняя стадия интоксикации). Согласно работам [2-3], подобный способ введения пестицидов, позволяет существенно упростить и сократить время затравки, а также прогнозировать эффект интоксикации изучаемых веществ. Контрольные измерения (норма) обеспечивала группа интактных крыс в количестве 8 шт.

Общая схема проведения экспериментальных исследований заключалась в следующем. За сутки до затравки, животных выдерживали без питания. Затем крыс взвешивали и, в соответствии с их весом, перорально вводили раствор CuSO₄. После истечения 3 и 12 часов интоксикации крысам, находящимся под общей анестезией, проводили вскрытие брюшной полости и выполняли измерения спектров флуоресценции тканей желудка *in vivo*. Измерение стационарных спектров флуоресценции проводилось на автоматизированном лазерно-спектрометрическом комплексе при возбуждении фотосигналов на длинах волн $\lambda_{ex} \sim 290 \pm 5$, 360 ± 5 и 440 ± 5 нм, а регистрации – $\lambda_{em} \sim 320-800$ нм. Для доставки оптических сигналов к биотканям использовалась волоконно-оптическая система, представляющий собой Y-образный измерительный зонд, состоящий из передающего и принимающего рукавов и контактного катетера, в котором коаксиально размещались световодные каналы. Центральный световодный канал предназначался для подведения возбуждающего излучения к биоткани, а канал расположенный по периферии служил для сбора ответных фотосигналов и передачи их к спектрографу.

Типичные спектры флуоресценции измеренные на различных длинах волн возбуждения, усредненные по стадиям интоксикации для тканей желудка и печени *in vivo* показаны на рисунке 1. С целью количественной оценки влияния сернокислой меди на спектрально-флуоресцентные свойства биотканей были введены коэффициенты, характеризующие отношение интенсивности спектральных полос возбуждения/эмиссии флуоресценции ($\lambda_{ex} / \lambda_{em}$), на которых наблюдались наиболее явные изменения:

$$\kappa_1 = \frac{I_f(\lambda_{ex} / \lambda_{em})}{I_f(\lambda_{ex} / \lambda_{em})} = \frac{I_f(315 - 345 \text{ нм} / 525 \pm 10 \text{ нм})}{I_f(315 - 360 \text{ нм} / 460 \pm 10 \text{ нм})}, \quad \kappa_2 = \frac{I_f(\lambda_{ex} / \lambda_{em})}{I_f(\lambda_{ex} / \lambda_{em})} = \frac{I_f(320 - 360 \text{ нм} / 610 \pm 10 \text{ нм})}{I_f(320 - 360 \text{ нм} / 460 \pm 10 \text{ нм})},$$

$$\kappa_3 = \frac{I_f(\lambda_{ex} / \lambda_{em})}{I_f(\lambda_{ex} / \lambda_{em})} = \frac{I_f(370 - 440 \text{ нм} / 625 \pm 10 \text{ нм})}{I_f(370 - 440 \text{ нм} / 525 \pm 10 \text{ нм})}.$$

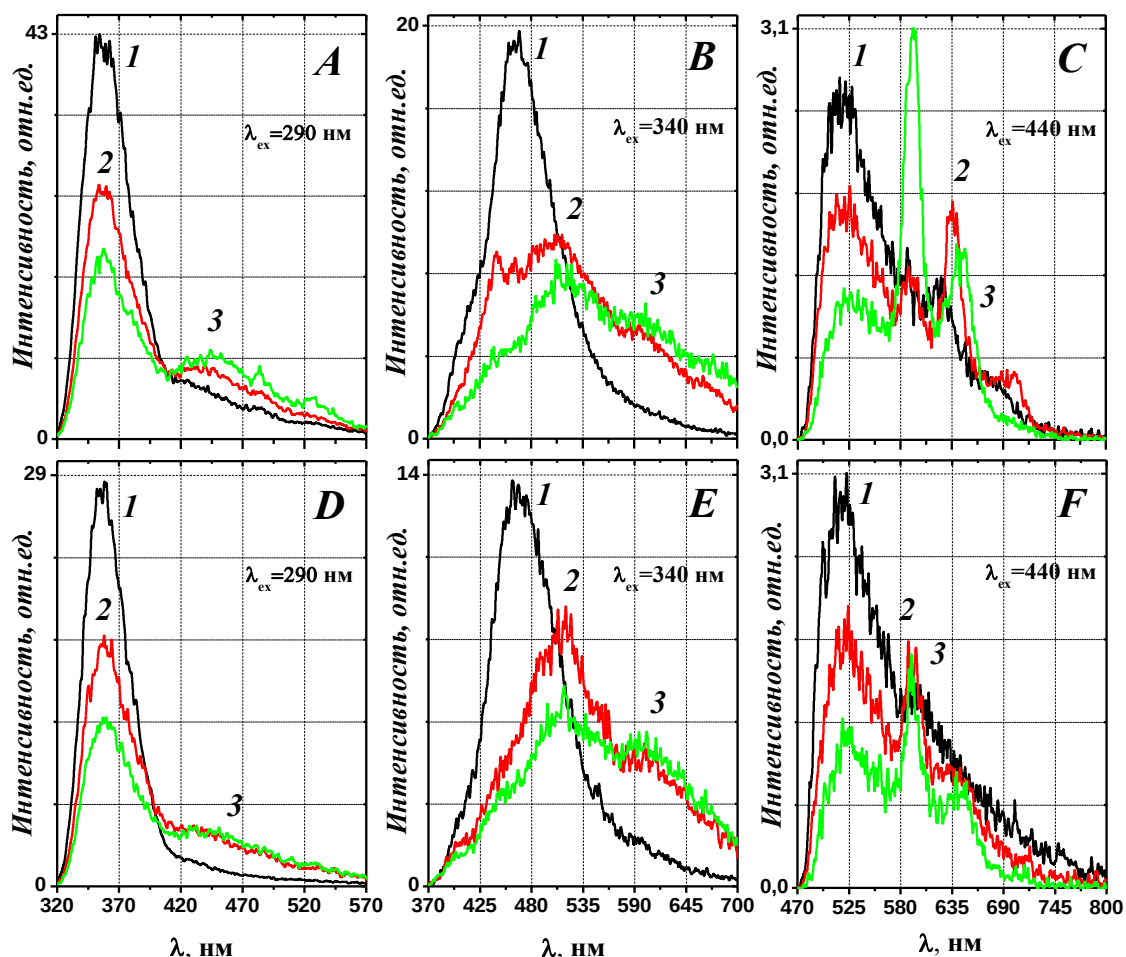


Рисунок 1. Спектры флуоресценции *in vivo* тканей желудка (A-C) и печени (D-E) при моделировании эффекта острой интоксикации раствором сернистой меди в концентрации LD_{50} при различных длинах волн возбуждения: кривая 1 – норма; кривая 2 – средняя стадия интоксикации (3 часа); кривая 3 – крайняя стадия интоксикации (12 часов).

Динамика коэффициентов κ_1 , κ_2 и κ_3 для тканей желудка в норме и в зависимости от стадии интоксикации показана на рисунке 2. Как видно из рисунка, при сравнении с интактной группой эффект интоксикации тканей желудка сернистой медью на фоне общего снижения интенсивности флуоресценции (до 4 раз) приводит к интенсификации спектральных полос свечения на длинах волн возбуждения/эмиссии $\lambda_{ex}/\lambda_{em} \sim (315-345)/525 \pm 10$ нм – до 3 раз, что, по-видимому, связано с возгоранием окисленной формы производных флавиновых групп [4,5]. Аналогично с этим, для индексов $\lambda_{ex}/\lambda_{em} \sim (320-360)/610 \pm 10$ нм – до 7 раз и для $\lambda_{ex}/\lambda_{em} \sim (370 \pm 10, 440 \pm 10)/625 \pm 10$ нм – до 5 раз, что, скорее всего, связано с возгоранием таких промежуточных продуктов обмена, как производные эндогенных порфиринов [4,5].

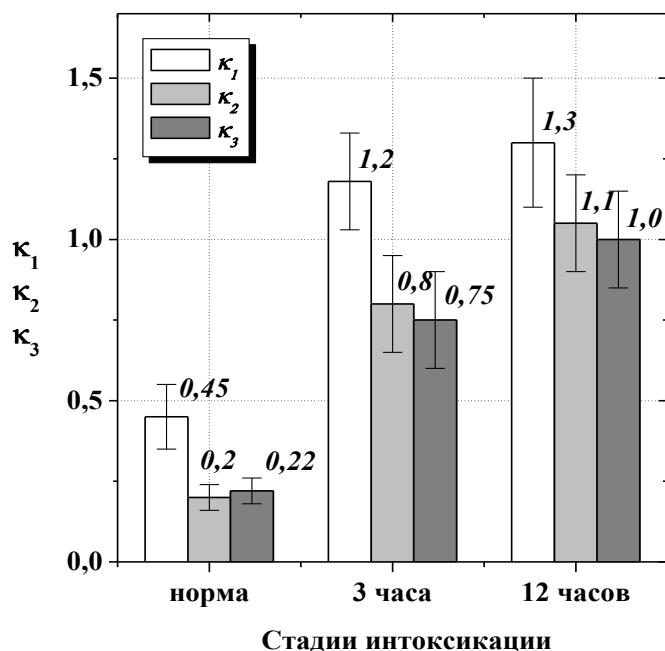


Рисунок 2. Динамика спектральных коэффициентов κ_1 , κ_2 и κ_3 для тканей желудка и печени *in vivo* в норме и в зависимости от стадий острой интоксикации сернокислой медью в концентрации LD_{50} .

Кроме того, в ходе проведенных исследований обнаружено, что при воздействии токсиканта происходит:

- резкое снижение интенсивности флуоресценции таких аминокислот как тирозин и триптофан до 2.5 раз для средней стадии и до 4 раз для крайней стадии интоксикации. Данный процесс сопровождается возгорание спектрального компонента вблизи длины волны 416 нм, что связано с переходом тирозина в битирозин.
- угнетение клеточного дыхания и развитие процесса истощения терминального окисления, о чем свидетельствует динамика коэффициента κ_1 .

Обнаруженная зависимость спектрально-флуоресцентных свойств биотканей при развитии интоксикации в комплексе с результатами гистохимических исследований позволили сформировать свободнорадикальную модель патологического действия сернокислой меди, лежащую в основе окислительного стресса.

Данная работа выполнена при финансовой поддержке проектной части госзадания Минобрнауки РФ в научной деятельности, проект № 3.1262.2014 К и базовой части по заданию № 2014/33, проект № 2644.

Литература

1. Шафеев М.Ш. Влияние экологических факторов на иммунный статус// Казанский медицинский журнал. 2000. № 5. – С. 436-440.
2. Москалев Ю.И. Минеральный обмен. – М.: Медицина, 1985. – 288 с.
3. Бочкарев М.В., Ботнарь В.П., Василяки А.Ф. и др. Клиника, дифференциальная диагностика и лечение хронических интоксикаций пестицидами. – Кишинев: Штиинца, 1979. – 318 с.
4. Гираев К.М., Ашурбеков Н.А., Лахина М.А. Спектрально-флуоресцентные свойства тканей желудка с патологией// ЖПС. 2012, Т. 79, С. 288-299.
5. Giraev K.M., Ashurbekov N.A., Kobsev O.V. Optical spectra of some pathological conditions of stomach tissues// Int. J. Modern Phys. B. 2006. V. 20. P. 25-36.

ЭФФЕКТ ЛАЗЕРНО-ИНДУЦИРОВАННОЙ ТЕРМОКОАГУЛЯЦИИ НА СПЕКТРАЛЬНО-ФЛУОРЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА НОРМАЛЬНЫХ И ОПУХОЛЕВЫХ БИОТКАНЕЙ

К.М. Гираев, Н.А. Ашурбеков, М.А. Магомедов, Э.Х. Исрапов

ФГБОУ ВО «Дагестанский государственный университет»

ФГБУН Институт физики им. Х.И. Амирханова Дагестанского научного центра РАН

Как известно, главными факторами, определяющими успех разнообразных лазерных биомедицинских технологий, и прежде всего, лазерно-индуцированной термотерапии, является точная дозиметрия лазерного излучения (длина волны излучения, длительность воздействия, плотности энергии и др.) и планирование процедур воздействия на биоткань, что подразумевает правильное понимание физико-и биохимических процессов, происходящих в биотканях под воздействием лазерного излучения[1-3].

С точки зрения информативности, отсутствия сложного дорогостоящего оборудования, простоты технической реализации и возможности проведения *in situ* исследований высокую актуальность представляют методы флуоресцентной спектроскопии (см., например, [4-9]). Применение ЛИФ-спектроскопии в диагностике патологических состояний (отклонений от нормы) биообъектов основано на зависимости физико- и биохимических свойств эндогенных флуорофоров от их микроокружения, концентрации, пространственной и электронной структуры, степени их агрегации и др., что приводит к изменениям в характеристиках эмиссии флуоресценции и открывает широкие возможности в обнаружении различной функциональной активности биологических тканей.

Целью данной работы является изучение влияния лазерной термокоагуляции на физико-и биохимические свойства тканей серого вещества головного мозга в норме и при развитии злокачественных процессов с использованием методики 3-х мерного сканирования спектров флуоресценции (методика матрицы возбуждения/эмиссии).

Процедура лазерно-индуцированной термокоагуляции проводилась на образцах интактных тканей головного мозга, полученных в процессе плановых операций по поводу удаления их опухолевых образований в ГБУ Республики Дагестан «Республиканская клиническая больница» и представляющих собой кусочки биотканей средним размером около 15×15×15 мм. В качестве источника зондирующего излучения в работе использовался твердотельный Nd:YAG лазер LQ529 (Солар Лазер Систем, Республика Беларусь) с длиной волны излучения 1064 нм, длительностью импульса 10 нс, частотой следования 100 Гц и средней мощностью 30 Вт. При этом моделирование эффекта фотокоагуляции проводилась посредством лазерного нагрева образцов биотканей до температуры 70.0 °С в течение 10.0 минут (средняя стадия коагуляции) и 20.0 минут (высокая стадия коагуляции).

Измерение спектров флуоресценции проводилось на автоматизированном лазерно-спектрометрическом комплексе при возбуждении фотосигналов интервале длин волн λ_{ex} ~250-460 нм и регистрацией – λ_{em} ~320-800 нм. Для доставки оптических сигналов к биотканям использовалась волоконно-оптическая система, представляющий собой Y-образный измерительный зонд, состоящий из передающего и принимающего рукавов и контактного катетера, в котором коаксиально размещались световодные каналы. Центральный световодный канал предназначался для подведения возбуждающего излучения к биоткани, а канал, расположенный по периферии служил для сбора ответных фотосигналов и передачи их к спектрографу.

Типичные 3-х мерные спектры стационарной флуоресценции, характерные для тканей серого вещества головного мозга, усредненные по сериям измерений, их патологическим состояниям и стадиям лазерной термокоагуляции показаны на рисунке 1. Как показывает амплитудный анализ полученных результатов, для спектров флуоресценции исследуемых биообъектов характерно наличие, как общих свойств и закономерностей, так и отличительных особенностей.

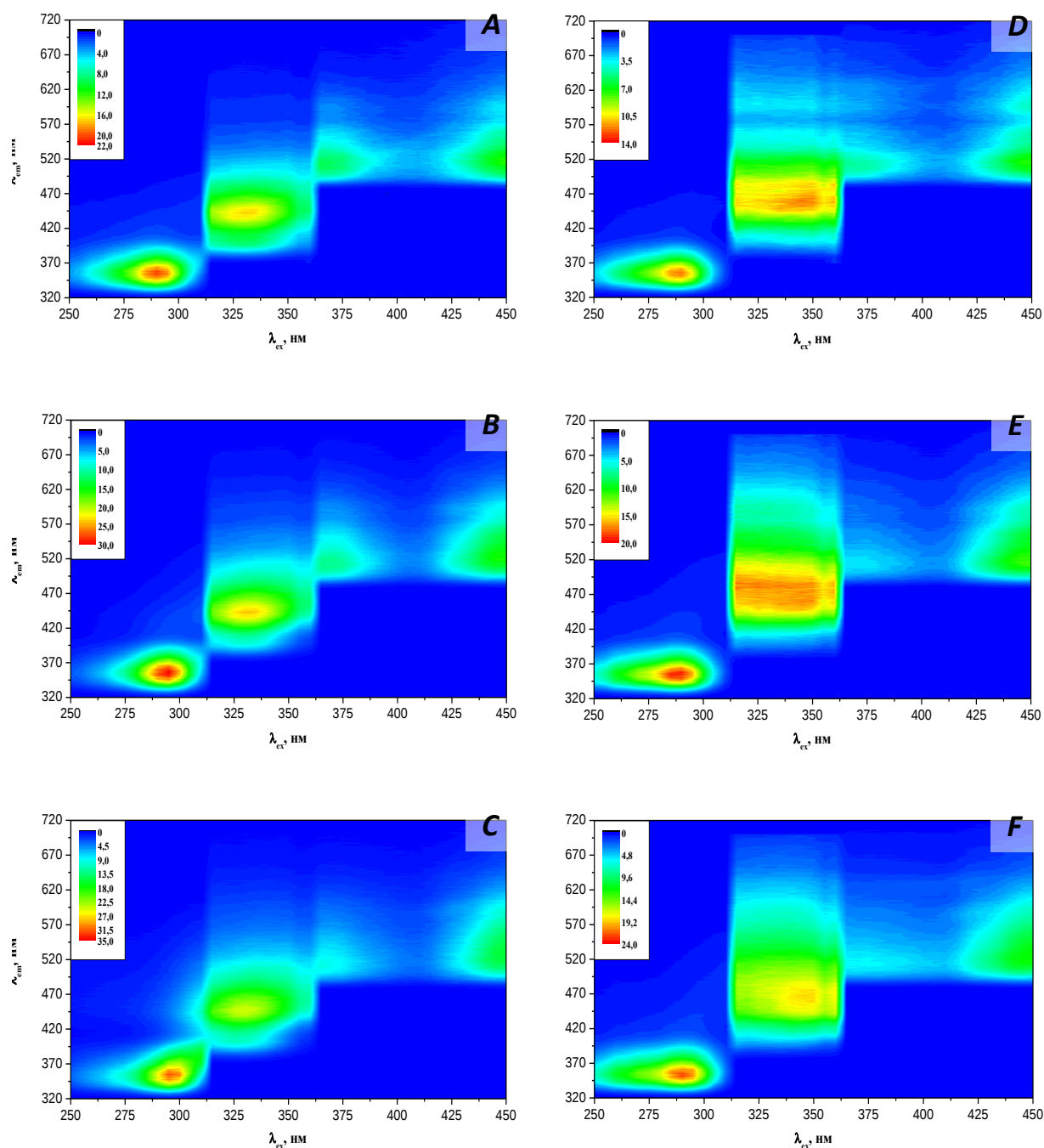


Рисунок 1. 3-D спектры флуоресценции ткани серого вещества головного мозга в норме (A-C) и раковой опухоли (D-F) по мере развития эффекта лазерной термокоагуляции. (A, D) – интактное состояние, (B, E) – средняя стадия лазерной термокоагуляции и (C, F) – высокая стадия лазерной термокоагуляции.

В целях количественной оценки эффекта влияния процессов лазерно-индуцированной коагуляции на спектрально-флуоресцентные свойства нормальных и аномальных тканей серого вещества головного мозга были введены коэффициенты, характеризующие отношение интенсивности спектральных полос возбуждения/эмиссии флуоресценции ($\lambda_{ex} / \lambda_{em}$), на которых наблюдались наиболее явные изменения. Принимая во внимание тот факт, что интенсивность регистрируемой флуоресценции прямопропорциональна концентрации флуорофоров для анализа спектрально-флуоресцентных характеристик, дополнительно вводились индексы, характеризующие изменение относительных вкладов отдельных спектральных компонентов, а,

следовательно, динамику относительной концентрации соответствующих флуорофоров по мере развития процессов интоксикации.

$$\kappa_1 = \frac{F_{\text{flavins}}(\lambda_{\text{ex}} / \lambda_{\text{em}})}{F_{\text{NAD(P)H}}(\lambda_{\text{ex}} / \lambda_{\text{em}})} = \frac{I_f(320 - 360 \text{ нм} / 525 \pm 10 \text{ нм})}{I_f(320 - 360 \text{ нм} / 460 \pm 10 \text{ нм})}$$

$$\kappa_2 = \frac{F_{\text{porphyrins}}(\lambda_{\text{ex}} / \lambda_{\text{em}})}{F_{\text{NAD(P)H}}(\lambda_{\text{ex}} / \lambda_{\text{em}})} = \frac{I_f(320 - 360 \text{ нм} / 625 \pm 10 \text{ нм})}{I_f(320 - 360 \text{ нм} / 460 \pm 10 \text{ нм})}$$

$$\kappa_3 = \frac{F_{\text{collagens}}(\lambda_{\text{ex}} / \lambda_{\text{em}})}{F_{\text{NAD(P)H}}(\lambda_{\text{ex}} / \lambda_{\text{em}})} = \frac{I_f(320 - 360 \text{ нм} / 400 \pm 10 \text{ нм})}{I_f(320 - 360 \text{ нм} / 460 \pm 10 \text{ нм})}$$

Динамика спектральных коэффициентов κ_1 , κ_2 и κ_3 для нормальных и аномальных тканей серого вещества головного мозга в интактном состоянии и при различных стадиях лазерной термокоагуляции показаны на рисунке 2.

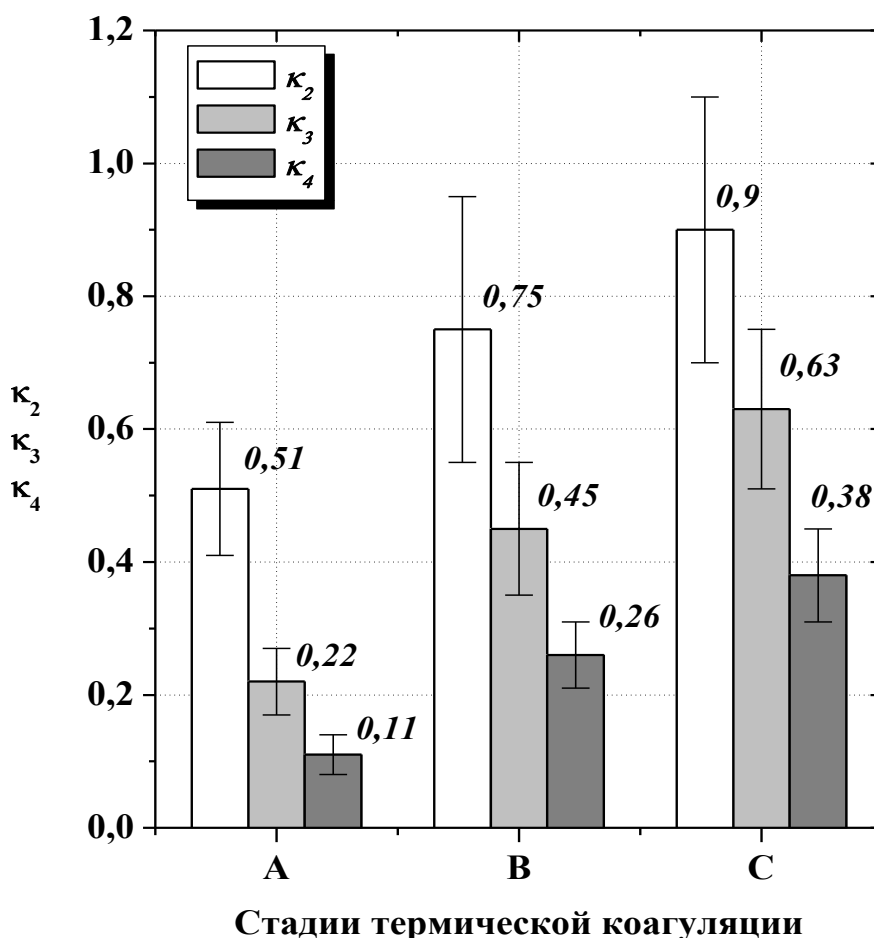


Рисунок 2. Динамика спектральных коэффициентов κ_1 , κ_2 и κ_3 для исследуемых биотканей в интактном состоянии (A), при средней стадии термической коагуляции (B) и высокой стадии термической коагуляции (C).

Систематизация результатов, полученных в ходе выполнения данных исследований, их статистический анализ и обобщение позволили выявить, как общие закономерности и отличительные особенности в динамике спектрально-флуоресценцных свойств биотканей по мере развития процессов лазерной термокоагуляции, а именно:

- развитие процессов малигнизации приводит, как к достоверному снижению интенсивности флуоресценции до 2 раз, так и к изменению форм их спектральных контуров: отчетливо наблюдается возгорание спектральных компонентов вблизи длин волн $\lambda_{ex}/\lambda_{em} \sim (375 \pm 5, 445 \pm 5)/525 \pm 10$ нм, $\lambda_{ex}/\lambda_{em} \sim (375 \pm 5, 445 \pm 5)/625 \pm 10$ нм и $\lambda_{ex}/\lambda_{em} \sim 330 \pm 10/405 \pm 5$ нм, что вызвано с ростом интенсивности флуоресценции, соответственно, флавиновых групп и эндогенных порфиринов, а так же коллагена и эластина [4-9];
- по мере развития лазерной коагуляции относительно интактного состояния, наблюдается увеличение интенсивности всех спектральных групп флуоресценции биотканей в среднем до 1.5 раз при средней стадии и до 2.0 раз для высокой стадии термокоагуляции;
- при высокой стадии коагуляции, на фоне роста интенсивности флуоресценции всех спектральных групп, хорошо различимыми являются компоненты, соответствующие флуоресценции триптофана, NAD(P)·H, флавинов и эндогенных порфиринов, тогда как свечение структурных протеинов – коллагена и эластина несколько занижено.
- подобные изменения связаны с развитием процессов дегидратации и частичной денатурации элементов крови, а так же уплотнения структурных элементов биотканей, вследствие чего происходит увеличение поглощающих и рассеивающих свойств самой биоткани [1-3, 10].
- в тоже время при высокой стадии термокоагуляции дегенеративные изменения нарастают и происходит потеря молекулами коллагена нативной конфигурации, что приводит к сморщиванию и разрыхлению биотканей, вследствие дезорганизации структурных элементов при переходе «спираль-клубок» [1-3, 10].

Данная работа выполнена при финансовой поддержке проектной части госзадания Минобрнауки РФ в научной деятельности, проект № 3.1262.2014 К и базовой части по заданию № 2014/33, проект № 2644.

Литература

1. Лазерная инженерия хрящей / под ред. В. Н. Баграташвили, Э.Н. Соболя, А.Б. Шехтера. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2006 – 488 с.
2. G. Muller, R. Rogan. Laser-induced interstitial thermotherapy. – Bellingham, SPIE. 1995.
3. Welch A.J. and Van Gemert M.J.C. Optical-Thermal Response of Laser Irradiation Tissues. Ed. by 2nd edition: © Springer Science+Business Media B.V. 2011. 958 p.
4. Оптическая биомедицинская диагностика/ Под ред. В.В. Тучина. – М.: Физматлит, 2007. Т. 1, 560 с., Т. 2, 368 с.
5. Lakowicz J.R. Principles of Fluorescence Spectroscopy. Third Edition: © Springer Science+Business Media, LLC. 2006. 954 p.
6. Vishvanath K., Ramanujam N. Fluorescence Spectroscopy In Vivo. Encyclopedia of Analytical Chemistry: © John Wiley & Sons Ltd, Chichester, 2011. – P. 1-42.
7. Zhang L., Pu Y., Xue J. et al. Tryptophan as the fingerprint for distinguishing aggressiveness among breast cancer cell lines using native fluorescence spectroscopy// Journal of Biomedical Optics. 2014, V. 19, P. 037005-5
8. Гираев К.М., Ашурбеков Н.А., Лахина М.А. Спектрально-флуоресцентные свойства тканей желудка с патологией// ЖПС. 2012, Т. 79, С. 288-299.
9. Giraev K.M., Ashurbekov N.A., Kobsev O.V. Optical spectra of some pathological conditions of stomach tissues// Int. J. Modern Phys. B. 2006. V. 20. P. 25-36.
10. Гираев К.М., Ашурбеков Н.А. и др. Исследование структурных и спектральных свойств биотканей методом флуоресцентной микроскопии// Известия ВУЗов Сев.-Кав. Региона. Естественные науки. 2011. №6, С. 92-97.

ВЛИЯНИЕ ПРОЦЕССОВ ЛАЗЕРНО-ИНДУЦИРОВАННОЙ ТЕРМОКОАГУЛЯЦИИ НА ДИНАМИКУ ОПТИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ НОРМАЛЬНЫХ И ОПУХОЛЕВЫХ БИОТКАНЕЙ

К.М. Гираев, Н.А. Ашурбеков, М.А. Магомедов, А.А. Муртазаева, Э.Х. Исрапов

ФГБОУ ВО «Дагестанский государственный университет»

ФГБУН Институт физики им. Х.И. Амирханова Дагестанского научного центра РАН

Известно, что эффект теплового воздействия лазерного излучения на биоткань зависит как от конкретного типа биоткани, так и от динамики изменения температуры в процессе лазерного нагрева и включает в себя механизмы дегидратации, коагуляционного некроза, обезвоживания, и в конечной стадии, плавление и денатурация коллагеновой структуры и разрушение мембран клеток[1-3]. Для правильного расчета времени и дозы облучения, необходимого для успешной лазерно-терапевтической коагуляции аномальных биотканей, необходимы сведения об оптических свойствах интактных биотканей из зоны патологического очага и прилегающих к ним здоровых биотканей, а так же их динамики в процессе лазерного гипертермии.

С целью изучения влияния фотогипертермии на структурно-морфологические свойства биологических тканей в процессе развития злокачественных новообразований в данной работе были выполнены спектрофотометрические исследования и определены спектры коэффициентов поглощения, рассеяния и фактора анизотропии рассеяния в диапазоне длин волне 300-1100 нм для нативных и коагулированных тканей серого вещества головного мозга в норме и при развитии злокачественных процессов.

Процедура лазерно-индуцированной термокоагуляции проводилась на образцах интактных тканей головного мозга, полученных в процессе плановых операций по поводу удаления их опухолевых образований в ГБУ Республики Дагестан «Республиканская клиническая больница» и представляющих собой кусочки биотканей средним размером около $15 \times 15 \times 15$ мм. В качестве источника зондирующего излучения в работе использовался твердотельный Nd:YAG лазер LQ529 (Солар Лазер Систем, Республика Беларусь) с длиной волны излучения 1064 нм, длительностью импульса 10 нс, частотой следования 100 Гц и средней мощностью 30 Вт. При этом моделирование эффекта фотокоагуляции проводилась посредством лазерного нагрева образцов биотканей до температуры 70.0°C в течение 10.0 минут (средняя стадия коагуляции) и 20.0 минут (высокая стадия коагуляции).

Далее со всех образцов биотканей при помощи криостатного микротомы SM-1850 S (Leica Microsystem, Германия) получали гистологические срезы толщиной до 0.5 ± 0.05 мм, которые помещались между двумя кварцевыми пластинами. Полученные таким способом образцы использовались для выполнения измерений коэффициентов пропускания (T_t^{exp} и T_d^{exp}) и отражения (R_t^{exp}) при помощи двухлучевого спектрофотометра UV-3600 в комплексе с интегрирующей сферой LISR-3100 (Shimadzu, Япония).

Определение оптических спектров коэффициента поглощения – μ_a , рассеяния – μ_s и фактора анизотропии рассеяния – g осуществлялось при помощи инверсного метода Монте-Карло, алгоритм которого включает реализацию четырех этапов (см., например, [3-6]). На первом этапе проводилось вычисление начальных приближений параметров μ_a , μ_s и g с использованием экспериментальных данных – R_t^{exp} , T_t^{exp} и T_d^{exp} при помощи аналитических выражений, предложенных в работе [6]. На втором этапе вычислялись расчетные значения коэффициентов – R_d^{calc} , T_t^{calc} и T_d^{calc} по значениям начальных приближений μ_a , μ_s и g с использованием метода Монте-Карло. Далее строилась целевая функция $F(\mu_a, \mu_s, g) = [T_t^{\text{exp}} - T_t^{\text{calc}}]^2 + [T_d^{\text{exp}} - T_d^{\text{calc}}]^2 + [R_d^{\text{exp}} - R_d^{\text{calc}}]^2$ и выполнялась процедура ее

минимизация на основе симплексного метода Нелдера-Мида [7] до выполнения условия

$$\frac{|T_t^{exp} - T_t^{calc}|}{T_t^{exp}} + \frac{|T_d^{exp} - T_d^{calc}|}{T_d^{exp}} + \frac{|R_d^{exp} - R_d^{calc}|}{R_d^{exp}} \leq 0.01.$$

Типичные спектры коэффициентов поглощения – μ_a , рассеяния – μ_s и фактора анизотропии рассеяния – g , усредненные по патологическим состояниям биотканей и степени их термокоагуляции показаны на рисунке 1.

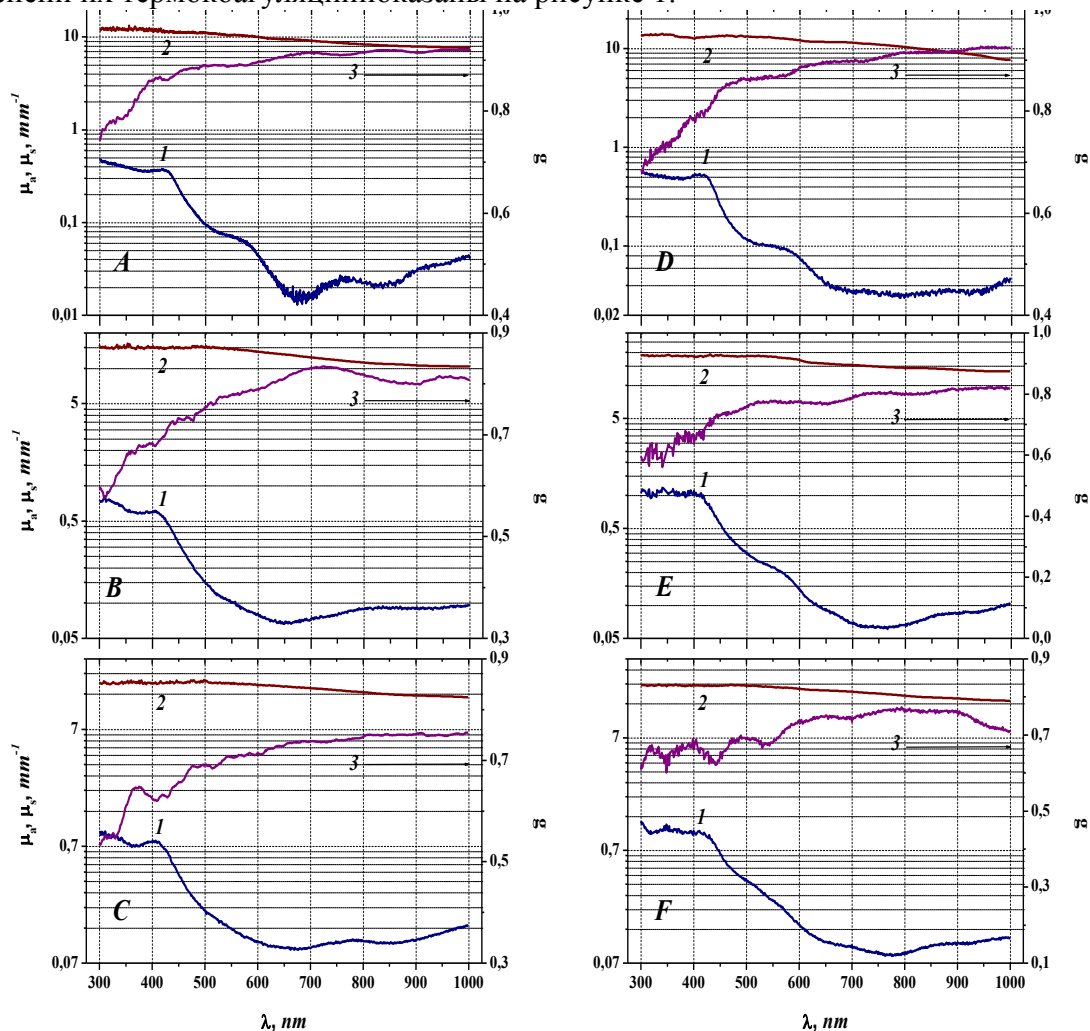


Рисунок 1. Спектры оптических показателей поглощения – μ_a (кривая 1), рассеяния – μ_s (кривая 2) и фактора анизотропии рассеяния – g (кривая 3) для тканей серого вещества головного мозга в норме (A-C) и раковой опухоли серого вещества головного мозга (D-F). A, D – интактные ткани, B, E – средняя стадия лазерной термокоагуляции, C, F – высокая стадия лазерной термокоагуляции.

Систематизация результатов, полученных в ходе выполнения данных исследований, их статистический анализ и обобщение позволили выявить, как общие закономерности и отличительные особенности в динамике спектрально-оптических свойств биотканей по мере развития процессов лазерной термокоагуляции, а именно:

- с ростом длины волны наблюдается уменьшение показателя рассеяния μ_s и рост фактора анизотропии рассеяния g , что свидетельствует о снижении вклада

рэлеевского рассеяния от надмолекулярных комплексов и клеточных органелл, и возрастание роли рассеяния Ми в суммарном спектре μ_s .

- спектр показателя поглощения μ_a достигает максимума в области длин волн 300-400 нм и монотонно снижается в сторону длинноволновой области спектра с минимумом вблизи длин волн 730 ± 20 нм.
- показатель экстинкции μ_t для интактных образцов ткани злокачественных новообразований серого вещества головного мозга на различных длинах волн может до 1.5 раз превышать аналогичные значения μ_t для интактных образцов нормальных тканей серого вещества головного мозга.
- для нормальных тканей серого вещества головного мозга показатели μ_a и μ_s увеличиваются, соответственно, в 2.5 ± 0.2 и 2.1 ± 0.2 раза при средней стадии и в 3 ± 0.25 и 2.4 ± 0.2 раза при высокой стадии термоиндуцированной коагуляции.
- для опухолевых тканей мозга относительно интактной группы рост показателей μ_a и μ_s менее выражен и составляет, соответственно, в 2 ± 0.2 и 1.6 ± 0.1 раз при средней, и в 2.3 ± 0.2 и 1.8 ± 0.2 раз при высокой стадии коагуляции.
- в сравнении со спектрами μ_a и μ_s для большинства исследуемых биотканей по мере воздействия гипертермии параметр g несколько снижается вдоль всего спектрального диапазона, при этом характер его спектрального распределения остается неизменным.
- обнаруженная динамика оптических коэффициентов биотканей по мере развития процессов термокоагуляции вызвана ростом дегидратации клеток и денатурации структурных протеинов тканей, что приводит к уменьшению объема биотканей и, как следствие, к эффективному увеличению концентрации эндогенных хромофоров и структурных элементов ткани (уплотнение ядер клеток, сжатие соединительной ткани и пр.) [1-3, 9].

Данная работа выполнена при финансовой поддержке проектной части госзадания Минобрнауки РФ в научной деятельности, проект № 3.1262.2014 К и базовой части по заданию № 2014/33, проект № 2644.

Литература

11. Лазерная инженерия хрящей / под ред. В. Н. Баграташвили, Э.Н. Соболя, А.Б. Шехтера. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2006 – 488 с.
12. G. Muller, R. Rogan. Laser-induced interstitial thermotherapy. – Bellingham, SPIE. 1995.
13. Welch A.J. and Van Gemert M.J.C. Optical-Thermal Response of Laser Irradiation Tissues. Ed. by 2nd edition: © Springer Science+Business Media B.V. 2011. 958 p.
14. Оптическая биомедицинская диагностика/ Под ред. В.В. Тучина. – М.: Физматлит, 2007. Т. 1, 560 с., Т. 2, 368 с.
15. Гираев К. М., Ашурбеков Н. А., Магомедов М.А. и др. Влияние патологических процессов на оптические спектры поглощения и рассеяния проб желчи и панкреатического сока// Оптика и спектроскопия. 2015, Т. 119, С. 162-160
16. Гираев К. М., Ашурбеков Н. А., Лахина М. А. Спектры поглощения и рассеяния света тканями желудка при патологии// ЖПС. 2011, Т. 78, С. 104-114.
17. S.A. Prahl. Inverse adding-doubling program. Официальный сайт орегонского Центра Лазерной Медицины, 2007. Доступно: <http://omlc.ogi.edu/software/iad/index/html>
18. Б. Банди Методы оптимизации, М. Радио и связь, 1988. – 225 с.
19. Гираев К.М., Ашурбеков Н.А. и др. Исследование структурных и спектральных свойств биотканей методом флуоресцентной микроскопии// Известия ВУЗов Сев.-Кав. Региона. Естественные науки. 2011. №6, С. 92-97.

НАБЛЮДЕНИЕ ИСКРООБРАЗОВАНИЯ ПРИ ПРОБОЕ ПЕСКА МИКРОСЕКУНДНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ

**В.В. Ивонин, А.Н. Данилин, Б.В. Ефимов, В.В. Колобов, В.Н. Селиванов,
Л.М. Василяк, С.П. Ветчинин, В.Я. Печеркин**

Центр физико-технических проблем энергетики Севера РАН

Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, ул. Ижорская, 13

Образованием искровых каналов в грунте связано с его ионизацией вблизи электрода, что приводит заметному снижению удельного сопротивления грунта ρ [1-3]. Причиной ионизации является достаточно сильное электрическое поле проводимости, которое возникает при растекании импульсного тока с плотностью с одиночного заземлителя [4]. В данной работе разработана оптическая диагностика регистрации искровых каналов. Впервые получены оптические изображения искровых каналов в объеме грунта вблизи электрода. Условия образования искровых каналов подтверждают предположения, высказанные нами ранее в работах [5, 6], что причиной образования искровых каналов на нелинейной стадии растекания импульсного тока в грунте является ионизационно-перегревная неустойчивость, возникающая при плотности тока на электроде больше критической ($j > j_c$).

Исследования проводились в оптически прозрачной диэлектрической емкости диаметром 13 см и высотой 20 см с влажным кварцевым песком, в который был погружен исследуемый электрод. Внутренние стенки емкости были покрыты медной фольгой для создания заземленного экрана. В фольге имелось отверстие для оптической регистрации излучения искровых разрядов в песке цифровым фотоаппаратом через прозрачную стенку. При фотосъемке высоковольтный электрод прислонялся к прозрачной стенке в окне заземленного экрана. Импульсы напряжения различной длительности с амплитудой $U_0=10-50$ кВ формировались с помощью генератора импульсного напряжения (ГИН) с ударной емкостью $C=0,05$ мкФ. Длительность фронта импульса не превышала 200 нс. Длительность высоковольтного импульса τ могла изменяться с помощью формирующей RC-цепочки в диапазоне от нескольких микросекунд до сотен микросекунд. Импульсы тока и напряжения регистрировались 4-х канальным цифровым осциллографом Tektronix DPO 7054.

Оптическими методами были исследованы процессы искрообразования во влажном кварцевом песке с электродами шаровой формы, с электродами в виде дисков и с электродами в виде уголков. Процесс искрообразования при напряжении до 50 кВ удалось зафиксировать только на дисковых и уголковых электродах, вблизи которых электрическое поле резко неоднородно. На шаровых электродах диаметром 20 и 30 мм процесс искрообразования не удалось зафиксировать при различных амплитудах длительностях импульсов напряжения, а также при различной влажности песка. На Рис.1 показан типичный процесс образования искровых каналов в песке вблизи края дискового электрода диаметром 21,5 мм толщиной 1 мм прислоненного к окну.

Процесс искрообразования начинается на нелинейной стадии растекания импульсного тока вблизи его максимума, когда $dU/dI < 0$, а сопротивление электрода в песке спадает почти до минимума. Опыты с импульсами напряжения минимальной длительности показали, что процесс искрообразования при напряжении $U=42$ кВ начинает развиваться при длительности импульса $\tau=10$ мкс и происходит за время 2-4 мкс. При этом, сопротивление заземления падает, примерно, в два раза.

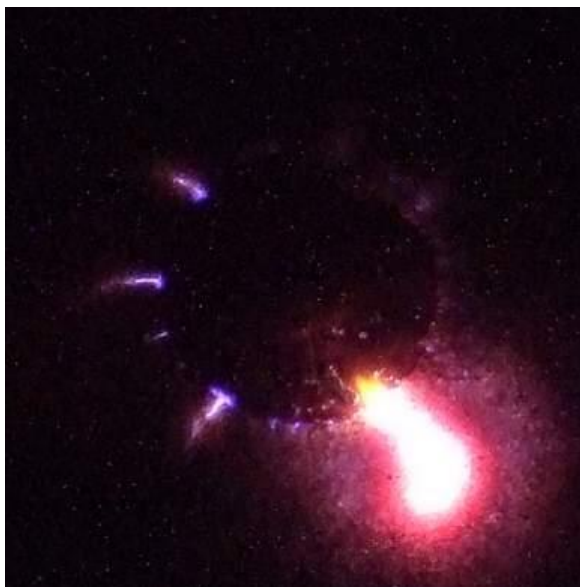


Рис. 1. Фотография искр в песке с дискового заземлителя. $U_0 = 42$ кВ, $\tau = 2000$ мкс, влажность песка 10%.

Задержка процесса начала искрообразования от начала подачи импульса напряжения определяется временем развития ионизационно-перегревной неустойчивости [5,6] во влажном песке, которая больше времени развития ионизационно-перегревной неустойчивости в атмосферном воздухе. Последнее связано с тем, что неустойчивость во влажном песке развивается при повышенном давлении в смеси воздуха с парами воды. С ростом и напряжения, и длительности импульса тока длина искровых каналов увеличивается. Также, увеличивается яркость их свечения, которая носит факельный характер, что связано с повышением энерговклада в образующийся плазменный канал. При увеличении длительности импульсов напряжения более 150 мкс динамическое сопротивление заземления выходит на минимальное значение, которое остается постоянным при дальнейшем увеличении длительности импульса. На дисковом электроде толщиной 3 мм образования плазменных каналов также носит факельный характер, однако, плазменные каналы фиксируются при большей амплитуде напряжения и большей длительности импульсов. Ионизация на краях дисковых электродов носит многоискровой характер и наблюдается при плотностях тока $j > j_c$, где $j_c \sim 0,5$ А/см² - критическая плотность тока развития ионизационно-перегревной неустойчивости, полученная из данных по динамическим ВАХ во влажном песке [5,6]. Критическое поле ионизации в неоднородном поле E_c лежит в диапазоне 8 - 15 кВ/см и зависит от влажности песка.

Процессы искрообразования более выражены на заземлителях в виде стержня с резко неоднородным электрическим полем на краях (рисунок 2). Осциллограммы токов и напряжений на угольных электродах при различных длительностях импульсов напряжения аналогичны осциллограммам на дисковых электродах. Процесс искрообразования начинается на электродах в местах с наибольшей плотностью тока, где максимальна неоднородность электрического поля. При влажности песка 10% образование плазменных каналов носит факельный характер, как и на дисковых электродах

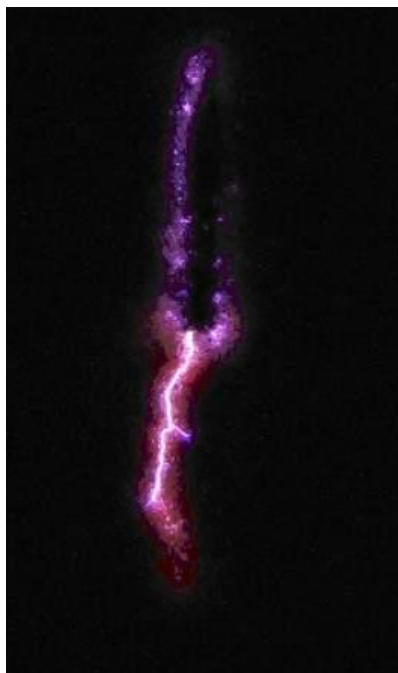


Рис. 2. Фотография искр в песке с уголкового заземлителя. $U_0 = 18$ кВ, влажность песка 20%, $\tau = 510$ мкс.

. Однако, при влажности песка 20% образуются длительности импульсов напряжения $\tau = 5$ мкс. В этом случае максимум импульсов тока наблюдался на осциллограммах на первой микросекунде, что намного раньше, чем достигается минимум сопротивления для стержневого электрода. Плотности тока и напряженности электрического поля на остриях велики даже при сравнительно низких амплитудах прикладываемого импульса напряжения, и в этом случае начало искрообразования, практически, не имеет задержки. Интенсивность искрообразования, зафиксированная оптическими методами, повышается с увеличением напряжения. При увеличении длительности импульса напряжения образуются более яркие и более протяженные контрагированные искровые каналы. В резко неоднородном электрическом поле области ионизации вблизи поверхности электрода сильно локализованы, что при большой плотности тока $j \gg j_c$ приводит к существенному увеличению энерговклада в канал разряда. Повышение влажности грунта, как и увеличение плотности тока, способствуют росту скорости гибели электронов в канале разряда, что приводит к наблюдаемому увеличению контракции тока.

Оптическими методами с помощью фотокамеры с открытым затвором зафиксировано образование плазменных искровых каналов в грунте вблизи электрода. Впервые показано, что при превышении критической плотности импульсного тока, стекающего с электрода, образуются плазменные каналы, в результате чего динамическое сопротивление заземления резко падает.

Обнаружено, что во влажном песке в симметричных электродных системах с неоднородным электрическим полем формирование плазменных каналов наступает с задержкой 3-5 мкс и носит факельный характер. В несимметричных системах электродов в виде уголков с острыми краями образование искровых каналов происходит практически на фронте импульса напряжения и носит ярко выраженный контрагированный характер.

Работа выполнена при поддержке Российским фондом фундаментальных исследований, грант 14-08-00573.

Литература

1. Nor. M. N. // IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility. 2006. V. 48. No 4. P. 826.

2. Рябкова Е.Я. Заземления в установках высокого напряжения. // М: Энергия, 1978.
3. Базелян Э.М., Скобарихин Ю.В., Манасыпов Р.Ф. Измерения и расчет импульсных характеристик заземлителей // Известия академии наук. Серия энергетика. - 2010. - № 5. - С. 33-46.
4. Базелян Э.М., Райзер Ю.П. Физика молнии и молниезащиты. // М.: Физматлит, 2001.
5. Василяк Л. М., Ветчинин С.П., Панов В.А., Печеркин В. Я., Сон Э. Е. Нелинейное растекание импульсного тока и электрический пробой в грунте // ТВТ. - 2014. - Т. 52. № 6. - С. 825-831.
6. Vasilyak L.M., Pecherkin V.Ya., Vetchinin S.P., Panov V.A., Son E. E., Efimov B.V., Danilin A. N., Kolobov V. V., Selivanov V.N., Ivonin V.V. // 2015 J. Phys. D: Appl. Phys. 48 [285201](#).

ИСКРООБРАЗОВАНИЯ В ГРУНТАХ ПРИ СТЕКАНИИ ИМПУЛЬСНЫХ ТОКОВ С ЗАЗЕМЛИТЕЛЕЙ

В.В.Ивонин

*Центр физико-технических проблем энергетики севера Кольского научного центра РАН,
мкр. Академгородок 21а, Апатиты, Россия*

Введение

Грунт представляет собой совокупность различных веществ, таких как гравий, песок, глина, минеральные и органические соединения, в которых содержится вода и воздух [1]. Все эти вещества влияют на электрические свойства грунта и характер растекания тока с заземлителей в стационарных и импульсных режимах. Характеристики пробоя жидких, твердых и газообразных диэлектриков хорошо изучены. Однако физическая модель пробоя составного грунта окончательно не разработана. Поэтому изучению электромагнитных процессов, протекающих в заземлителях и прилегающих к ним грунтах, уделяют большое внимание, особенно в районах с высоким удельным сопротивлением грунта, к которым относится Кольский полуостров. При ударе молнии быстротечный многокилоамперный ток приводит к ионизации грунта и возникновению искровых каналов. Так как удельное сопротивление плазмы в этих каналах ниже, чем удельное сопротивление окружающего грунта, происходит существенное уменьшение сопротивления заземляющего электрода. Процессы, связанные с искрообразованием носят нелинейный характер. Характеризуются процессы ионизации напряженностью электрического поля $E = rj$ и начинаются при условии $E > E_c$, где E_c – критическая напряженность электрического поля. В зависимости от источника, значение E_c колеблется от 4 до 16 кВ/см [3]. В данной работе описана методика оптической регистрации искровых каналов в объеме грунта.

Экспериментальная установка

Исследования проводились в оптически прозрачной диэлектрической емкости цилиндрической формы диаметром 30 см и высотой 45 см, наполненной влажным кварцевым песком (Рис. 1).

Внутренние стенки емкости были покрыты медной фольгой для создания заземленного экрана [2]. На боковой поверхности в фольге имелось прямоугольное отверстие 20×13 см для оптической регистрации излучения искровых разрядов в песке цифровым фотоаппаратом через прозрачную стенку. Высоковольтный электрод располагался внутри емкости в толще песка и прислонялся к прозрачной стенке в окне заземленного экрана. Фотоаппарат устанавливался напротив окна на расстоянии 20 см от него. Импульсы напряжения различной длительности с амплитудой $U_0 = 10—50$ кВ формировались с помощью генератора импульсного напряжения (ГИН) с ударной

емкостью $C = 0,05$ мкФ. Длительность фронта импульса не превышала 200 нс. Длительность высоковольтного импульса t могла изменяться с помощью формирующей RC-цепочки в диапазоне от нескольких микросекунд до сотен микросекунд. Импульсы тока и напряжения регистрировались цифровым осциллографом.

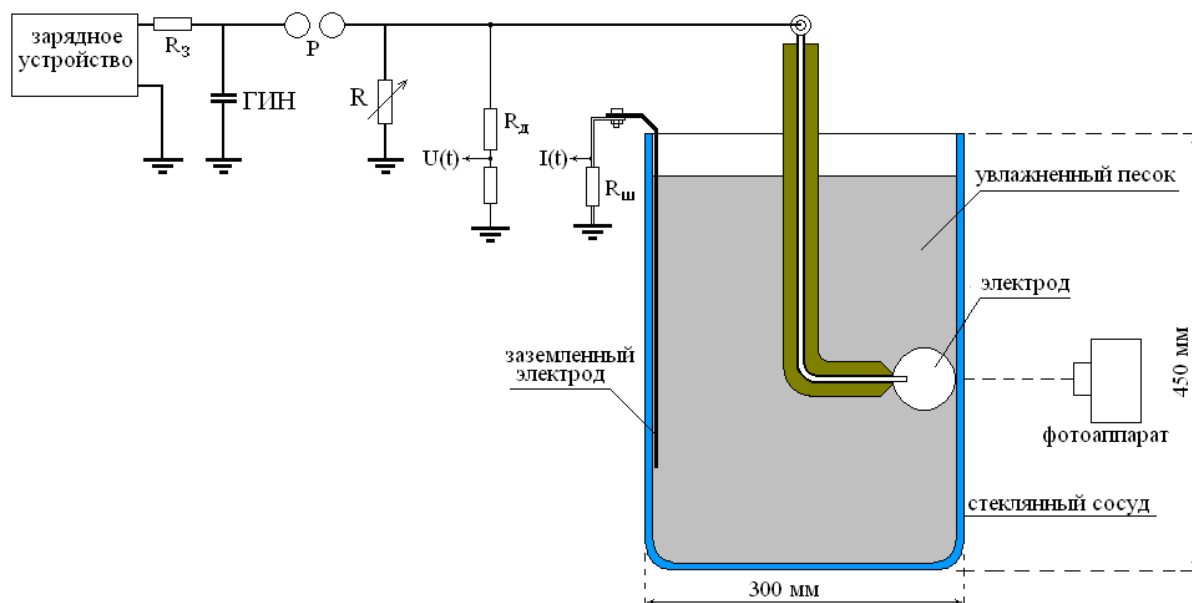


Рис. 1. Схема установки для оптических исследований

Результаты

В работе были проведены исследования процессов искрообразования во влажном кварцевом песке с электродами различной формы (шар, диск, уголок). Процесс искрообразования при напряжении до 50 кВ удалось зафиксировать только на дисковых и уголковых электродах, вблизи которых электрическое поле резко неоднородно. На шаровых электродах диаметром 20 и 30 мм процесс искрообразования не удалось зафиксировать при различных амплитудах длительностях импульсов напряжения, а также при различной влажности песка. На рис. 2 показаны осциллограммы тока и напряжения, а также кривая динамического сопротивления заземления дискового электрода при напряжении ГИН $U = 30$ кВ и длительности импульса подаваемого напряжения $t = 50$ мкс. Как видно из осциллограммы, пиковое значение тока всегда сдвинуто относительно пикового значения напряжения. Эта задержка возрастает с увеличением влажности грунта. Динамическое сопротивление $R(t)$ определяется по кривым напряжения и тока. Процесс искрообразования начинается на нелинейной стадии растекания импульсного тока вблизи его максимума, когда $dU/dI < 0$, а сопротивление электрода в песке падает почти до минимума. Опыты с импульсами напряжения минимальной длительности показали, что процесс искрообразования при напряжении $U = 30$ кВ начинает развиваться при длительности импульса $t = 10$ мкс и происходит за время 2—4 мкс. При этом сопротивление заземления падает примерно в два раза. Задержка процесса начала искрообразования от начала подачи импульса напряжения определяется временем развития ионизационно-перегревной неустойчивости [3] во влажном песке, которая больше времени развития ионизационно-перегревной неустойчивости в атмосферном воздухе. Последнее связано с тем, что неустойчивость во влажном песке развивается при повышенном давлении в смеси воздуха с парами воды.

С ростом и напряжения, и длительности импульса тока длина искровых каналов увеличивается. Также увеличивается яркость их свечения, которая носит факельный

характер, что связано с повышением энерговклада в образующийся плазменный канал. При увеличении длительности импульсов напряжения более 150 мкс динамическое сопротивление заземления выходит на минимальное значение, которое остается постоянным при дальнейшем увеличении длительности импульса. На дисковом электроде толщиной 3 мм образования плазменных каналов также носит факельный характер, однако, плазменные каналы фиксируются при большей амплитуде напряжения и большей длительности импульсов.

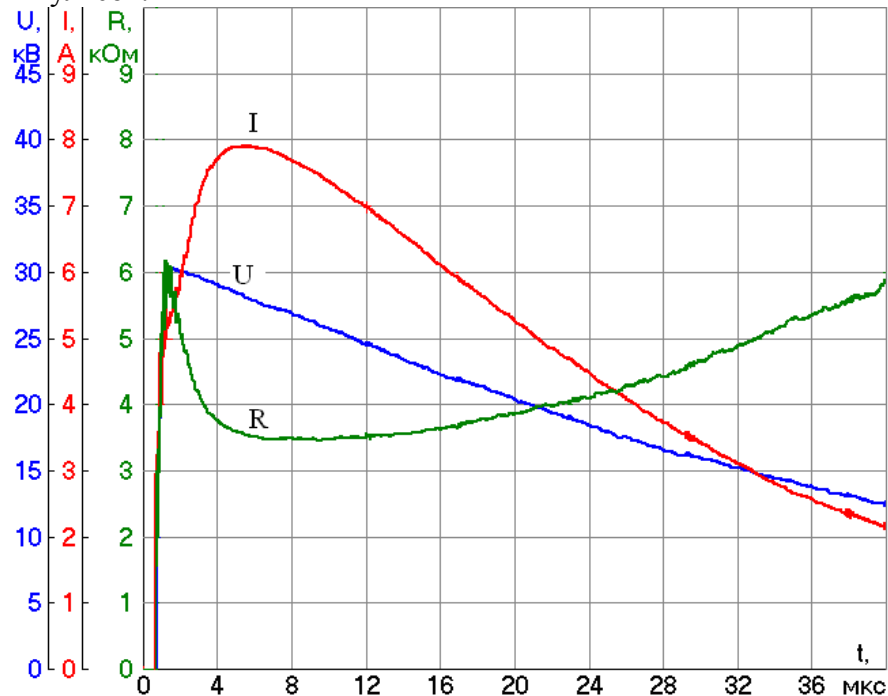


Рис.2 Осциллограммы напряжения, тока и кривая динамического сопротивления

Ионизация на краях дисковых электродов носит многоискровой характер и наблюдается при плотностях тока $j > j_c$, где $j_c \sim 0,5 \text{ А/см}^2$ — критическая плотность тока развития ионизационно-перегревной неустойчивости, полученная из данных по динамическим ВАХ во влажном песке [4]. Такая же ситуация наблюдается в газах атмосферного давления с предварительной ионизацией. Время развития ионизационно-перегревной неустойчивости в газах — несколько микросекунд и определяется температурой искрового канала до 4000-5000 К. Во влажном песке вода и твердые частицы имеют достаточно высокую плотность по сравнению с воздухом и поэтому на развитие плотности требуется больше времени [2]. Неустойчивость происходит, когда проводимость растет с температурой и характерное время неустойчивости определяется p / jE , где p — давление, jE — закон Джоуля-Ленца. Плазма внутри искрового канала частично ионизированна и проводимость пропорциональна $\exp(I / 2kT_{ion})$ — из уравнения Саха, где T_{ion} — температура ионизации. Процессы искрообразования оптически более выражены на заземлителях в виде уголков размером 35х35 мм с резко неоднородным электрическим полем на краях (рис. 3). Процесс искрообразования начинается на электродах в местах с наибольшей плотностью тока, где максимальна неоднородность электрического поля. При влажности песка 10 % образование плазменных каналов носит факельный характер, как и на дисковых электродах. Однако, при влажности песка 20 % образуются контрагированные искровые каналы. При амплитуде импульсов напряжения $U = 30 \text{ кВ}$ светящиеся искровые каналы были зафиксированы при минимальной длительности импульсов напряжения $t = 5 \text{ мкс}$. В этом случае максимум импульсов тока наблюдался на осциллограммах на первой микросекунде, что намного раньше, чем достигается минимум сопротивления для уголкового электрода. Плотности тока и напряженности электрического поля на остриях велики даже при сравнительно низких амплитудах

прикладываемого импульса напряжения, и в этом случае начало искрообразования, практически, не имеет задержки.

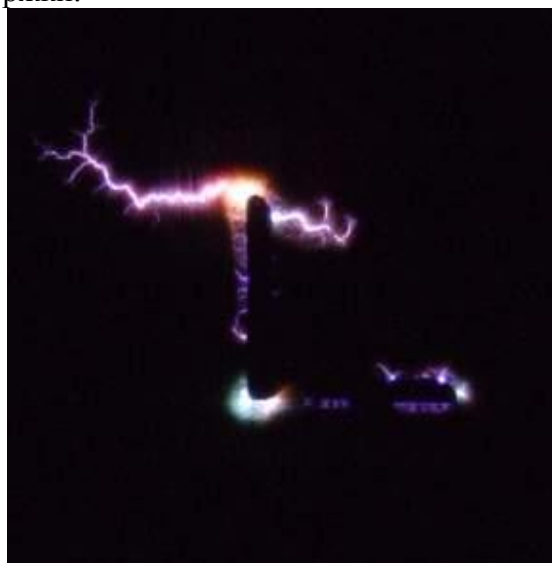


Рис.3 Искрообразования в песке с уголкового электрода

Интенсивность искрообразования, зафиксированная оптическими методами, повышается с увеличением напряжения. При увеличении длительности импульса напряжения образуются более яркие и более протяженные контрагированные искровые каналы. В резко неоднородном электрическом поле области ионизации вблизи поверхности электрода сильно локализованы, что при большой плотности тока $j \gg j_c$ приводит к существенному увеличению энерговклада в канал разряда. Повышение влажности грунта, а также увеличение плотности тока способствуют росту скорости гибели электронов в канале разряда, что приводит к наблюдаемому увеличению контракции тока. Все процессы при начале искрообразования в грунте, и особенно в неоднородном поле, как уже указывалось – нелинейны. Это хорошо демонстрируют вольт-амперные зависимости, которые строятся по осциллограммам токов и напряжений, полученных в ходе экспериментов [5].

Заключение

Резкое снижение сопротивления заземления часто наблюдается во время растекания тока в земле. Это явления объясняется ионизацией грунта и искрообразованием вблизи поверхности закопанного электрода из-за превышения плотности тока критического значения. Разработана методика оптической регистрации искровых каналов в объеме грунта. Впервые получены оптические изображения искровых каналов в объеме грунта вблизи электрода. Условия образования искровых каналов подтверждают предположения, высказанные ранее [3, 4], что причиной образования искровых каналов на нелинейной стадии растекания импульсного тока в грунте является ионизационно-перегревная неустойчивость, возникающая при плотности тока на электроде больше критической ($j > j_c$).

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, проект № 14-08-00573.

Литература

- [1] А.Н.Данилин, В.В.Ивонин, Экспериментальные исследования импульсных характеристик сосредоточенных заземлителей // Труды Кольского научного центра РАН. Энергетика. - 2014. - Вып. 3. – Апатиты. - С. 27-33.
- [2] В.В.Ивонин, А.Н.Данилин, Б.В.Ефимов, В.В.Колобов, В.Н.Селиванов, Л.М.Василяк, С.П.Ветчинин, В.Я.Печеркин, Э.Е.Сон, Оптические исследования искровых каналов в грунте при растекании импульсного тока // Прикладная физика. – 2015. - №4. - С. 50 - 53.
- [3] А.Н.Данилин, В.В.Ивонин, Д.В.Куклин, Лабораторные исследования процессов искрообразования в увлажненном грунте в зависимости от амплитуды и длительности

импульсного напряжения на заземленном устройстве // Труды Кольского научного центра РАН. Энергетика. - 2013. - Вып. 4. - С. 38 - 56.

[4] L.M.Vasilyak, V.Ya.Pecherkin, S.P.Vetchinin, V.A.Panov, E.E.Son, B.V.Efimov, A.N.Danilin, V.V.Kolobov, V.N.Selivanov, V.V.Ivonin, Electrical breakdown of soil under nonlinear pulsed current spreading // J. Phys. D: Appl. Phys. - 2015. - V. 48. - P. 285201.

[5] А.Н.Данилин, В.В.Ивонин, Оптические исследования высоковольтных импульсных процессов на поверхности проводников в грунте // Труды Кольского научного центра РАН. Энергетика. - 2015. - Вып. 10. - С. 40 - 44.

ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В МОДЕЛИ ИЗИНГА НА ОЦК РЕШЕТКЕ С ВЗАИМОДЕЙСТВИЯМИ ВТОРЫХ БЛИЖАЙШИХ СОСЕДЕЙ

Д.Р.Курбанова, А.К.Муртазаев, М.К.Рамазанов

¹ *Институт физики ДНЦ РАН, М. Ярагского, 94, Махачкала, Россия*

² *Дагестанский государственный университет, Дзержинского 12 а, Махачкала, Россия*

При количественном описании фазовых переходов (ФП) и критических явлений (КЯ) в современной физике конденсированного состояния используются различные решеточные модели. При учете антиферромагнитных взаимодействий вторых ближайших соседей в классической трехмерной модели Изинга сопровождается вырождением основного состояния и появлением различных фаз и ФП.

В настоящей работе нами на основе репличного алгоритма метода Монте-Карло [1-5] предпринята попытка определить род ФП антиферромагнитной модели Изинга на объемно-центрированной кубической (ОЦК) решетке в широком диапазоне значений величины взаимодействия вторых ближайших соседей.

Учет взаимодействия вторых ближайших соседей может приводить к возникновению фрустраций, что усложняет решение.

Антиферромагнитная модель Изинга на ОЦК решетке с учетом взаимодействий вторых ближайших соседей описывается следующим гамильтонианом:

$$H = J_1 \sum_{\langle i,j \rangle} (S_i \cdot S_j) + J_2 \sum_{\langle i,l \rangle} (S_i \cdot S_l), \quad (1)$$

где $S_{i,j,l} = \pm 1$ – изинговский спин. Первый член в формуле (1) учитывает обменное взаимодействие ближайших соседей величиной $J_1 > 0$, а второй – вторых ближайших соседей $J_2 > 0$. $k = J_2/J_1$ – величина взаимодействия следующих за ближайшими соседями.

Расчеты проводились для систем с периодическими граничными условиями и линейными размерами $L \times L \times L = N$, $L = 12 \div 90$. Соотношение обменного взаимодействия вторых и ближайших соседей менялось в интервале $0.0 \leq k \leq 1.0$.

На основе гистограммного метода и метода кумулянтов Биндера проведен анализ характера ФП для различных соотношений величины взаимодействия k . Показано, что во всем интервале $0.0 \leq k \leq 1.0$ наблюдается фазовый переход второго рода.

Литература

[1] А.К.Муртазаев, М.К.Рамазанов, М.К.Бадилов, Критические свойства антиферромагнитной модели Изинга на квадратной решетке с взаимодействиями вторых ближайших соседей // ФНТ. - 2011. - Т.37. - С.1258-1263.

[2] А.К.Муртазаев, М.К.Рамазанов, Ф.А.Касан-Оглы, Д.Р.Курбанова, Фазовые переходы в антиферромагнитной модели Изинга на объемно-центрированной кубической решетке с взаимодействиями вторых ближайших соседей // ЖЭТФ. - 2015. - Т. 147. - С.127-131.

- [3] А.К.Муртазаев, М.К.Рамазанов, М.К.Бадиев, Фазовые переходы и критические свойства фрустрированной модели Гейзенберга на слоистой треугольной решетке с взаимодействиями следующих за ближайшими соседями // ЖЭТФ. - 2012. - Т.142. - С.338-344.
- [4] A.K.Murtazaev, J.K.Kamilov, M.K.Ramazanov, Static critical behavior of the 3d frustrated Heisenberg model on a layered triangular lattice. // Low Temp. Phys. – 2006. – V. 32. – p. 241-244.
- [5] A.K.Murtazaev, M.K.Ramazanov, M.K.Badiev, Monte Carlo investigation of the critical properties of a three-dimensional frustrated Heisenberg model on a triangular lattice. // Low Temp. Phys. – 2009. – V. 35. – p. 521-525.

ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В АНТИФЕРРОМАГНИТНОЙ МОДЕЛИ ИЗИНГА НА КУБИЧЕСКОЙ РЕШЕТКЕ С УЧЕТОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ ВТОРЫХ БЛИЖАЙШИХ СОСЕДЕЙ

А.К.Муртазаев, М.К.Рамазанов, М.К.Бадиев

¹ *Институт физики ДНЦ РАН, М. Ярагского, 94, Махачкала, Россия*

² *Дагестанский государственный университет, Дзержинского 12 а, Махачкала, Россия*

Двумерная модель Изинга на квадратной решетке с учетом взаимодействий вторых ближайших соседей является одной из наиболее интенсивно исследуемых в последние годы фрустрированных моделей [1,2]. Фазовые переходы (ФП) и критические свойства этой модели для трехмерного случая практически не исследованы. В данной работе, нами предпринята попытка исследовать ФП и критическое поведение антиферромагнитной модели Изинга на кубической решетке с учетом взаимодействий вторых ближайших соседей внутри слоев.

Интерес к исследуемой модели обусловлен тем что, при учете антиферромагнитных взаимодействий вторых ближайших соседей внутри слоев данная модель становится фрустрированной. Антиферромагнитная модель Изинга на кубической решетке с учетом взаимодействий следующих ближайших соседей описывается следующим гамильтонианом:

$$H = -J_1 \sum_{\langle i,j \rangle} (S_i \cdot S_j) - J_2 \sum_{\langle i,l \rangle} (S_i \cdot S_l), \quad (1)$$

где $S_i = \pm 1$ – изинговский спин. Решетка состоит из двумерных квадратных слоев, сложенных по ортогональной оси. Первый член в формуле (1) характеризует антиферромагнитное взаимодействие всех ближайших соседей, которое берется одинаковым как внутри слоев, так и между слоями ($J_1 < 0$). Второй член характеризует антиферромагнитное взаимодействие следующих ближайших соседей, находящихся в том же слое ($J_2 < 0$). В данной работе рассматривается случай, когда $r = J_2/J_1 = 1$.

В данном исследовании был использован репличный алгоритм метода Монте-Карло [1-5]. На основе гистограммного метода анализа данных и метода кумулянтов Биндера проведен анализ характера ФП. Показано, что в исследуемой модели реализуется ФП второго рода. Рассчитаны все основные статические критические индексы.

Литература

- [1] А.К.Муртазаев, М.К.Рамазанов, М.К.Бадиев, Критические свойства антиферромагнитной модели Изинга на квадратной решетке с взаимодействиями вторых ближайших соседей // ФНТ. - 2011. - Т.37. - С.1258-1263.

- [2] А.К.Муртазаев, М.К.Рамазанов, Ф.А.Касан-Оглы, М.К.Бадиев, Фазовые переходы в антиферромагнитной модели Изинга на квадратной решетке с взаимодействиями вторых ближайших соседей // ЖЭТФ. - 2013. - Т. 144. - С.1239-1245.
- [3] А.К.Муртазаев, М.К.Рамазанов, М.К.Бадиев, Фазовые переходы и критические свойства фрустрированной модели Гейзенберга на слоистой треугольной решетке с взаимодействиями следующих за ближайшими соседями // ЖЭТФ. - 2012. - Т.142. - С.338-344.
- [4] A.K.Murtazaev, J.K.Kamilov, M.K.Ramazanov, [Static critical behavior of the 3d frustrated Heisenberg model on a layered triangular lattice](#). // Low Temp. Phys. – 2006. – V. 32. – p. 241-244.
- [5] A.K.Murtazaev, M.K.Ramazanov, M.K.Badiev, [Monte Carlo investigation of the critical properties of a three-dimensional frustrated Heisenberg model on a triangular lattice](#). // Low Temp. Phys. – 2009. – V. 35. – p. 521-525.

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ДВУМЕРНОЙ МОДЕЛИ ИЗИНГА С КОНКУРИРУЮЩИМИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯМИ

А.К.Муртазаев, Ж.Г. Ибаев

*Институт физики им. Х.И. Амирханова ДНЦ РАН, Ярагского 97, Махачкала, Россия.
Дагестанский государственный университет, Дзержинского 12 а, Махачкала, Россия.*

Магнитные свойства кристаллических твердых тел, имеющих одномерные или двумерные магнитные подрешетки (KCuF_3 , $\text{La}_2\text{Cu}_2\text{O}_5$, NH_4CuCl_3 и др.), в значительной мере определяются взаимодействием электронов, т.е. электронной корреляцией [1-3]. Во многих случаях подобные объекты не удается рассматривать как частный случай обычных трехмерных систем. Это существенно затрудняет теоретическое описание свойств таких низкоразмерных магнетиков традиционными методами статистической физики твердого тела [1-3]. Моделирование свойств магнетиков на основе строгих многоэлектронных подходов сопряжено с большими вычислительными трудностями и в значительной мере ограничено современным состоянием теории и возможностями доступных компьютеров. Хорошей альтернативой численным расчетам в случае одномерных систем является метод группы перенормировки Вайта (density matrix renormalization group - DMRG) [2,4,5], позволяющий с высокой точностью находить нижнюю часть энергетического спектра соответствующего модельного гамильтониана.

Успехи в изучении квазиодномерных и квазидвумерных магнетиков на основе соединений переходных металлов во многом обусловлены применением упрощенных многоэлектронных подходов с использованием моделей Гейзенберга и Изинга [1,2]. Гамильтонианы этих моделей имеют довольно простую алгебраическую структуру. Это позволило доказать ряд теорем о характере точного энергетического спектра моделей и спиновой структуре основного состояния, которые имеют большое значение для тестирования результатов численного моделирования [6-8]. С другой стороны, как показывает практика, основные заключения о магнитной структуре, полученные в рамках этих упрощенных моделей, как правило, сохраняются и при переходе к более строгим методам, например, учитывающим отталкивание электронов, расположенных на несоседних узлах кристаллической решетки [1,6].

Модель Изинга с конкурирующими ферромагнитными и антиферромагнитными взаимодействиями на кубической решетке (так называемая ANNNI-модель) была введена для описания упорядоченных магнитных фаз в кристаллах CeSb [8]. Аналогичная модель успешно используется для описания термодинамики масляных микроэмульсий и носит название модели Видома [9]. В данной статье мы рассмотрим двумерный аналог такой модели (рис. 1),

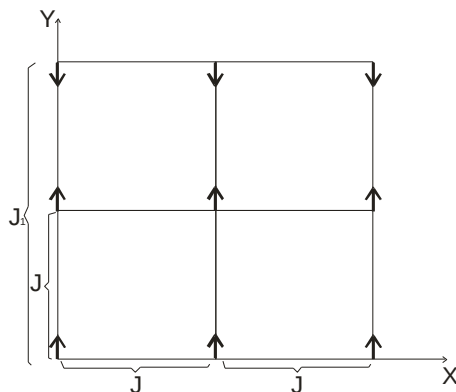


Рис. 1. Двумерная ANNNI-модель

представляющий интерес для описания пленок микроэмulsion на поверхности твердых тел. Предполагается, что подобные модели могут быть использованы для оптимизации процессов экстракции, например, при нефтедобыче.

$$H_{\text{ANNNI}} = -J \sum_{i,j} s_i s_j - J_1 \sum_i s_i s_{i+2}, \quad (1)$$

где $s_i = \pm 1$, $J > 0$ – параметр обменного взаимодействия соседних пар спинов, $J_1 < 0$ – параметр антиферромагнитного взаимодействия соседей, следующих за ближайшими вдоль оси Y .

ANNNI-модель точно решена только в одномерном случае. Тем не менее, некоторые ее особенности хорошо установлены и для высоких размерностей. Топология $T-|J_1/J|$ фазовой диаграммы включает три области, пересекающиеся в мультикритической точке Лифшица. При высоких температурах система парамагнитна, при низких T и малых $|J_1/J|$ – ферромагнитна, и при достаточно больших значениях $|J_1/J|$ образуются модулированные фазы (рис. 2.).

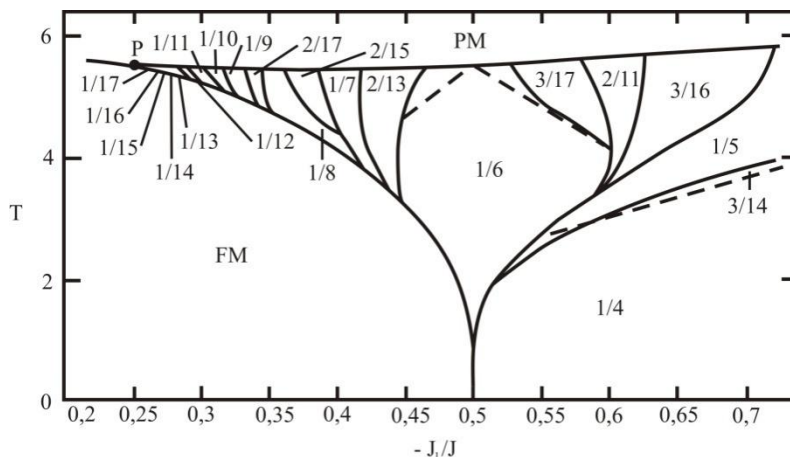


Рис. 2. Фазовая диаграмма анизотропной модели Изинга с конкурирующими взаимодействиями

Для описания фазового поведения рассматриваемой модели были использованы приближенные теоретические методы, включая высоко- и низкотемпературные разложения, теорию среднего поля и другие теоретические аппроксимации.

Согласно литературным данным с понижением температуры ANNNI-модель испытывает фазовый переход второго рода из парамагнитного в ближайшее упорядоченное состояние, а переход «ферромагнетик – модулированная фаза» является переходом первого рода.

Для исследования термодинамических и магнитных явлений использовались системы квадратной формы с периодическими граничными условиями и размерами $L \times L$; $L=32$. Число спинов в моделируемой системе $N_{\text{эф}}=1024$. На ЭВМ генерировались Марковские цепи длиной $\tau=1000\tau_0$ ($\tau_0=10^4$ МК-шагов/спин – длина неравновесного

участка). Усреднением вдоль этой цепи вычислялись термодинамические параметры системы. Кроме того, выполнялось усреднение по тысячи различным начальным конфигурациям. При этом погрешность полученных результатов не превышает размеры используемых на рисунках символов.

Для исследования магнитных свойств модулированной области мы использовали величину:

$$M_z = \frac{1}{L} \sum_x^L S_{x,y}, \quad (2)$$

представляющую собой усредненную намагниченность цепочки спинов, расположенных перпендикулярно оси Y.

В качестве параметра порядка использовано усредненное значение амплитуды модулированной структуры. Температурные зависимости теплоемкости и восприимчивости мы получили, используя выражения:

$$C = (NK^2)(\langle U^2 \rangle - \langle U \rangle^2), \quad (3)$$

$$\chi = (NK)(\langle m^2 \rangle - \langle m \rangle^2), \quad (4)$$

где $K = |J|/k_B T$; U – внутренняя энергия; m – параметр порядка.

Для вычисления корреляционной функции использовалась формула:

$$C(S_i, S_{i+r}) = \frac{\langle S_i S_{i+r} \rangle - \langle S_i \rangle \langle S_{i+r} \rangle}{\langle S_i S_i \rangle - \langle S_i \rangle \langle S_i \rangle} \quad (5)$$

где S_i – спиновая переменная

Температурные зависимости параметра порядка, восприимчивости и теплоемкости для системы с $L=32$ при разных значениях отношения параметров обменных взаимодействий представлены на рис. 3.

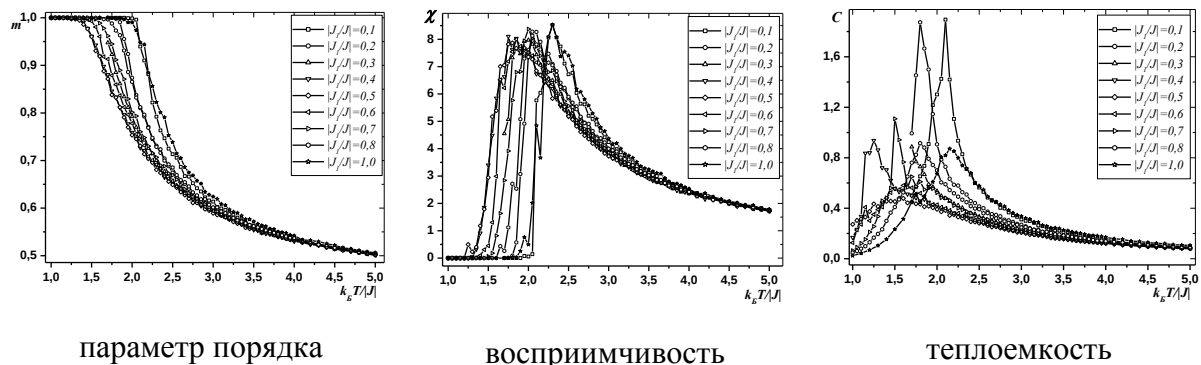


Рис. 3. Температурные зависимости термодинамических параметров

Температурные зависимости термодинамических параметров показывают, что в двумерной ANNNI – модели также как и в трехмерной возможны несколько фазовых переходов. При этом характер этих зависимостей различаются для разных значений параметра взаимодействия спинов следующих за ближайшими. При $0,1 \leq |J_1/J| \leq 0,4$ происходит уменьшение температур фазовых переходов, а при $0,5 \leq |J_1/J|$, наоборот значения температур переходов увеличиваются. Такое поведение ANNNI-модели в двумерном случае можно объяснить тем, что в этих системах возможны несколько фазовых переходов, которые могут быть отнесены к переходам первого или второго рода.

Работа поддержана грантом РФФИ № 13-02-00220

Литература

- [1] Овчинников А.А., Украинский И.И., Квенцель Г.Ф. //Успехи физических наук.- 1972. Т.108, №1. С.81-111.
- [2] White S.R. //Phys. Reports. - 1998. V.301. P.187-204.

- [3] Moreira I., Dovesi R. //Int. J. Quant. Chem. - 2004. V.99. P.805-823.
- [4] White S.R. //Phys. Rev. Lett. - 1992. V.69. P.2863-2866.
- [5] Wada T., Nishino T.J. //cond-mat/0103508 v1. - 2001.
- [6] Lieb E.H. The Hubbard Model: Its Physics and Mathematical Physics. Edited by D.Baeriswyl. Plenum Press, New York 1995, NATO ASI Series B: Physics V.343. P.1-19.
- [7] Klein D.J. //Chem. Phys. - 1982. V.77, No.6. P.3098-3100.
- [8] Elliott R.J. //Phys. Rev. - 1961 V.124. P.346-353.
- [9] Widom B. //J. Chem. Phys. - 1986. V.84. P.6943-6954.

МОДЕЛЬ ИЗИНГА НА КВАДРАТНОЙ РЕШЕТКЕ С ВЗАИМОДЕЙСТВИЯМИ СЛЕДУЮЩИХ БЛИЖАЙШИХ СОСЕДЕЙ

А.К. Муртазаев, М.К. Рамазанов, М.К. Бадиев

¹*Институт физики Дагестанского научного центра Российской академии наук
367003, ул. М. Ярагского 94, Махачкала, Республика Дагестан, Россия*

²*Дагестанский государственный университет 367025, Махачкала, Республика
Дагестан, Россия*

Для количественного описания фазовых переходов (ФП) и критических явлений (КЯ) в современной физике конденсированного состояния используются различные решеточные модели. Следует отметить, что с помощью теоретических методов на простых решеточных моделях удалось точно решить лишь очень ограниченное количество задач. Одним из таких моделей является двумерная модель Изинга. Модель Изинга с взаимодействиями ближайших соседей хорошо исследована различными методами и подходами [1-4]. Модель Изинга на квадратной решетке с ферромагнитными взаимодействиями ближайших и следующих ближайших соседей достаточно хорошо изучена и не представляет интереса для дальнейших исследований. Однако учет антиферромагнитных взаимодействий следующих ближайших соседей в классической двумерной модели Изинга приводит к возникновению эффектов фрустрации, что сопровождается вырождением основного состояния и появлением различных фаз и фазовых переходов. Кроме того, учет взаимодействия следующих ближайших соседей может также влиять на критическое поведение модели, в частности появляются различные аномалии критических свойств [5,6].

В работах [2,7,8] показано, что в антиферромагнитной модели Изинга на квадратной решетке с взаимодействиями следующих ближайших соседей имеет место ФП второго рода и эта модель может обладать «аномальными» критическими индексами. При нулевой температуре модель имеет два упорядоченных состояния. Ферромагнитная фаза, когда $0 \leq r < 0.5$ и суперантиферромагнитная, когда $r > 0.5$, где $r = J_2/J_1$ (J_1 и J_2 - константы обменного взаимодействия ближайших и следующих ближайших соседей соответственно). Но все же, сценарий, непрерывного фазового перехода, был под вопросом, после расчетов теорией среднего поля, который показал фазовый переход первого рода [9].

Результаты исследований, полученные в последние годы в работах [10,11] показывают, что в области от $0.5 < r < 0.67$ в системе происходит фазовый переход первого рода, а в интервале от $0.67 \leq r \leq 1.0$ наблюдается ФП второго рода близкий переходу первого рода с псевдоуниверсальным критическим поведением.

В настоящей работе нами предпринята попытка по возможности с максимальной точностью, с соблюдением единой методики, использованием надежной и проверенной схемы, на основе репличного алгоритма метода МК изучить критическое поведение и вычислить полный набор статических критических индексов для антиферромагнитной модели Изинга на квадратной решетке с учетом взаимодействий следующих ближайших соседей для всех значений r , где наблюдается ФП второго рода.

Антиферромагнитная модель Изинга на квадратной решетке с учетом взаимодействий следующих ближайших соседей описывается следующим гамильтонианом [12].

$$H = -J_1 \sum_{\langle ij \rangle} (S_i \cdot S_j) - J_2 \sum_{\langle il \rangle} (S_i \cdot S_l) \quad (1)$$

где $S = \pm 1$ – изинговский спин. Первый член в формуле (1) учитывает обменное антиферромагнитное взаимодействие ближайших соседей ($J_1 < 0$), а второй – обменное антиферромагнитное взаимодействие следующих ближайших соседей ($J_2 < 0$). Учет антиферромагнитных взаимодействий следующих ближайших соседей в этой модели приводит к возникновению фрустрации.

Исследование ФП фрустрированных спиновых систем традиционными теоретическими, экспериментальными и численными методами сталкиваются с рядом трудно преодолимых проблем. Это связано с тем, что для таких систем характерна проблема многочисленных долин локальных минимумов энергии. Строго и последовательно на основе микроскопических гамильтонианов такие системы могут быть изучены методами Монте-Карло [13-17], но обычные методы МК плохо справляются с решением этих проблем. Поэтому в последнее время разработано много новых вариантов алгоритмов метода МК, которые позволяют преодолеть эти проблемы. Наиболее мощными и эффективными в исследовании ФП и КЯ в фрустрированных системах оказались репличные алгоритмы метода МК [18]. Расчеты проводились для систем с периодическими граничными условиями и линейными размерами $L \times L = N$, $L = 20 \div 150$. Соотношение обменного взаимодействия следующих и ближайших соседей менялось в интервале $0.1 \leq r \leq 1$. Для вывода системы в состояние термодинамического равновесия отсекался неравновесный участок длиной $\tau_0 = 4 \times 10^5$ МК-шагов/спин, что в несколько раз больше длины неравновесного участка. Усреднение термодинамических параметров проводилось вдоль марковской цепи длиной до $\tau = 500\tau_0$ МК-шагов/спин.

Для наблюдения за температурным ходом теплоемкости и восприимчивости использовались выражения [12-15]:

$$C = (NK^2) \left(\langle U^2 \rangle - \langle U \rangle^2 \right), \quad (2)$$

$$\chi = \begin{cases} (NK) \left(\langle m^2 \rangle - \langle |m| \rangle^2 \right), & T < T_c, \\ (NK) \langle m^2 \rangle, & T \geq T_c \end{cases}, \quad (3)$$

где $K = |J|/k_B T$, N – число частиц, U – внутренняя энергия, m – параметр порядка.

Параметр порядка системы m вычислялся, используя следующие выражения:

$$m_\lambda = \frac{4}{N} \sum_{i \in \lambda} S_i, \text{ где } \lambda = 1, 2, 3, 4, \quad (4)$$

$$m^a = [m_1 + m_2 - (m_3 + m_4)]/4, \quad (5)$$

$$m^b = [m_1 + m_4 - (m_2 + m_3)]/4, \quad (6)$$

$$m = \sqrt{(m^a)^2 + (m^b)^2}, \quad (7)$$

где m_1, m_2, m_3, m_4 – параметры порядка по подрешеткам.

Для определения критической температуры T_c , нами использовался метод кумулянтов Биндера U_L четвертого порядка, который имеет вид [19]:

$$U_L = 1 - \frac{\langle m^4 \rangle_L}{3 \langle m^2 \rangle_L^2}, \quad (8)$$

Согласно теории конечно-размерного скейлинга точка пересечения всех кривых $U_L(T)$ является критической точкой. Выражение (8) позволяет определить критическую температуру T_c с большой точностью.

Для расчета статических критических индексов теплоемкости α , восприимчивости χ , намагниченности β и радиуса корреляции ν применялись соотношения теории конечно-

размерного скейлинга. Из теории КРС следует, что в системе с размерами $L \times L$ при $T=T_C$ и достаточно больших L выполняются следующие выражения [12]:

$$m \sim L^{-\beta/\nu}, \quad (9)$$

$$\chi \sim L^{\gamma/\nu}, \quad (10)$$

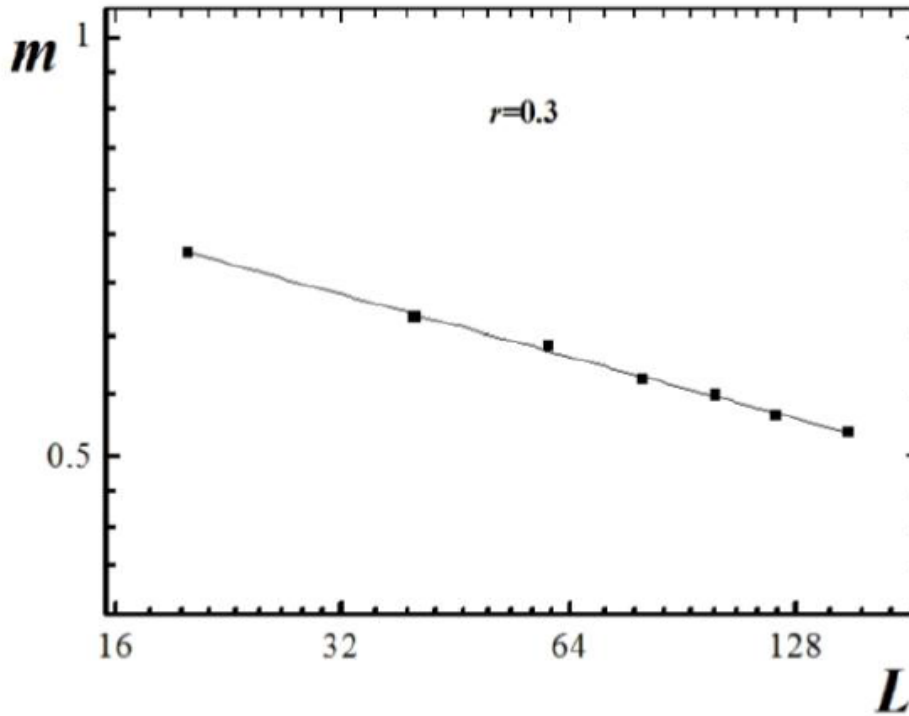


Рис.1. Зависимость параметра порядка m от линейных размеров решетки L при $T=T_C$ для $r=0.3$.

$$V_n \sim L^{1/\nu} g_{V_n}, \quad (11)$$

где g_{V_n} -некоторая постоянная, а в качестве V_n могут выступать:

$$V_n = \frac{\langle m^n E \rangle}{\langle m^n \rangle} - \langle E \rangle, \quad (n=1,2,3,4). \quad (12)$$

Эти выражения были нами использованы для определения β , γ и ν . Для аппроксимации температурной зависимости теплоемкости от L использовалось выражение:

$$C_{\max}(L) = A_1 - A_2 L^{\alpha/\nu}, \quad (13)$$

где A_1 и A_2 - некоторые коэффициенты.

Эта процедура использовалась для расчета критических индексов при значениях $r=1$; 0.95; 0.9; 0.8; 0.7; 0.4; 0.3; 0.2 и 0.1. Все значения статических критических индексов, полученные таким образом, представлены в таблице 1.

Как видно из таблицы критическая температура T_N уменьшается с уменьшением величины взаимодействия вторых соседей вплоть до значения $r=0.4$. При дальнейшем уменьшении r критическая температура начинает расти. Численные значения критических индексов, приведенные в таблице, свидетельствуют, что в интервале r $0.7 \leq r < 1.0$ все критические индексы меняются с изменением r , кроме β . В интервале r $0.1 \leq r < 0.4$ все индексы совпадают с данными Онзагера, и не зависят от величины r .

На рис.1 в двойном логарифмическом масштабе представлена характерная зависимость магнитного параметра порядка m от линейных размеров решетки L для $r=0.3$. Отметим, что наблюдается линейная зависимость, все точки в пределах погрешности ложатся на прямую. Угол наклона этой прямой определяет значения β/ν . По этой схеме

Таблица 1. Значения критических параметров для антиферромагнитной модели Изинга на квадратной решетке.

r	T_N	ν	α	β	γ	η	$\alpha+2\beta+\gamma=2$
1.0	2.081(1)	0.830(1)	0.35(1)	0.09(1)	1.45(1)	0.25(1)	1.98
0.95	1.955	0.82	0.36	0.09	1.44	0.24	1.98
0.9	1.829	0.80	0.41	0.09	1.43	0.22	2.02
0.8	1.567	0.78	0.46	0.10	1.37	0.24	2.03
0.7	1.289	0.74	0.51	0.10	1.28	0.26	1.99
0.4	0.873	1.01	0.01	0.11	1.75	0.25	1.98

было определено значения восприимчивости и γ/ν и для теплоемкости α/ν . Имея данные по ν , вычислялись все основные статические магнитные критические индексы α , β и γ .

Литература.

- [1] Barber M.N. // J. Phys. A 1979. V.12. P. 679.
- [2] Landau D.P., Binder K. // Physical Review B. 1985. V.31. Article Number:..5946.
- [3] Plascak J.A. // Physica A. 1992. V. 183. P. 563.
- [4] Ising E. // Phys Z. 1925. V. 31. P. 253.
- [5] Landau D.P. and Binder K. // Monte Carlo Simulations in Statistical Physics (Cambridge University Press, Cambridge, 2000).
- [6] Kassar-Ogly F.A., Filippov B.N., Murtazaev A.K., Ramazanov M.K., Badiev M.K. // J. of Magnetism and Magnetic Materials. 2012. V. 324. P. 3418.
- [7] Nightingale M.P. // Phys. Lett. A. 1977. V. 59. P. 486.
- [8] Binder K. and Landau D.P. // Physical Review B. 1980. V. 21, Article Number: 1941.
- [9] Moran-Lopez J.L., Aguilera-Granja F., Sanchez J.M. // Physical Review B. 1993. V. 48. Article Number:.. 3519.
- [10] Kalz A., Honecker A. // Physical Review B. 2012. V. 86. Article Number:134410.
- [11] Jin S., Sen A. and Sandvik A.W. // Phys. Rev. Lett. 2012. V. 108 Article Number: 045702.
- [12] Муртазаев А.К., Рамазанов М.К., Бадиев М.К. // ФНТ. 2011. Т. 37, С. 1258.
- [13] Муртазаев А.К., Рамазанов М.К., Бадиев М.К. // ЖЭТФ. 2007. Т. 132, С. 1152 .
- [14] Муртазаев А.К., Рамазанов М.К., Бадиев М.К. // Известия РАН. Серия физическая. 2014. Т. 78, С. 455.
- [15] Муртазаев А.К., Рамазанов М.К., Бадиев М.К. // ФТТ. 2010. Т. 52. С. 1557.
- [16] Муртазаев А.К., Рамазанов М.К., // ФТТ. 2011. Т. 53. С. 1004.
- [17] Муртазаев А.К., Рамазанов М.К., Бадиев М.К. // ФНТ. 2009. Т. 35. С. 663.
- [18] Mitsutake A., Sugita Y., Okamoto Y. // Biopolymers (Peptide Science) 2001. V. 60. P. 96.
- [19] Муртазаев А.К., Рамазанов М.К., Бадиев М.К. // ЖЭТФ. 2012. Т. 142. С. 338.

ЗОННЫЕ ДИАГРАММЫ P-N-СТРУКТУР НА ОСНОВЕ КАРБИДА КРЕМНИЯ Ш.А.Нурмагомедов

Дагестанский государственный университет, Дзержинского 12а, Махачкала, Россия.

Анализ зонных энергетических диаграмм диодных структур позволяет объяснить и прогнозировать поведение исследуемых объектов в присутствии внешнего электрического поля. В связи с этим выяснение зонных энергетических диаграмм p-n-структур на основе SiC представляет достаточно актуальную задачу.

Вначале мы проанализировали область p⁺- и область p⁺-n-перехода. Для этого были определены энергетические положения потолка валентной зоны и дна зоны проводимости собственного 6H карбида кремния.

Величина электроотрицательности 6H карбида кремния составляет $\chi = 4,4$ эВ, которая соответствует положению дна зоны проводимости. Поскольку ширина запрещенной зоны собственного карбида кремния политипа 6H составляет величину $E = 3$ эВ, то, положение потолка валентной зоны составляет величину $E_V = 7,4$ эВ. Положение уровня Ферми определено из известного соотношения для полупроводников и составила 5,9 эВ[1].

Следующей задачей явилось определение положения этих же величин в имплантированной p-области. Мы провели расчет для двух доз имплантации при легировании. Соответственно, индекс «1» означает величину параметра для образцов, имплантированных дозой $D_1 = 3000$ мкКл/см², индекс «2» – для образцов, имплантированных дозой $D_2 = 1000$ мкКл/см².

Далее было задано начальное положение уровня Ферми (E_{F01} и E_{F02}), соответствующее концентрации примеси в точке $x=0$ ($N_{A1} = 5 \cdot 10^{17}$ см⁻³ и $N_{A2} = 4 \cdot 10^{17}$ см⁻³).

Изменение уровня Ферми от концентрации легирующей примеси относительно уровня вакуума имеет вид:

$$E_F = E_{F0} + \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{N_A}{n_i} \right) \quad (1)$$

Положение E_{F0} для p-области определяется, как известно, следующим образом:

$$E_F = E_V + \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{N_V}{N_A} \right), \quad (2)$$

где $E_V = 7,4 - A_v \cdot (N_A/10^{18})^{1/3} - B_v \cdot (N_A/10^{18})^{1/2}$

Таким образом, уровень Ферми для этих структур $E_{F01} = 7,22$ эВ, $E_{F02} = 7,19$ эВ.

Приняв положение уровня Ферми за начало отсчета, можно определить изменение энергетических зон.

Далее мы определили положение указанных параметров в n-области образцов. Следует отметить, что значения этих параметров одинаково как для первой, так и для второй серий имплантированных образцов, поскольку все легированные образцы имели одинаковую концентрацию исходной примеси азота ($N_D = 2 \cdot 10^{17}$ см⁻³):

$$E_C = 4,4 + A_c \cdot (N_D/10^{18})^{1/3} + B_c \cdot (N_D/10^{18})^{1/2} \quad (3)$$

$$E_V = 7,4 - A_v \cdot (N_D/10^{18})^{1/3} - B_v \cdot (N_D/10^{18})^{1/2} \quad (4)$$

$$E_F = E_C - kT \ln \left(\frac{N_C}{n} \right) \quad (5)$$

Значения коэффициентов A_c, B_c, A_v, B_v для различных политипов SiC были взяты из [2].

Значения N_V и N_C для карбида кремния политипа 6H составляют:

$N_v = 2,5 \cdot 10^{19}$ см⁻³ – плотность состояний в валентной зоне для SiC политипа 6H];

$N_C = 8,9 \cdot 10^{19}$ см⁻³ – плотность состояний в зоне проводимости для SiC политипа 6H [3].

В связи с тем, что имплантированный р-п-переход является плавным, при его анализе мы приняли допущение, что в пределах ширины перехода распределение эффективной концентрации примеси носит линейный характер. В таком случае линейными функциями координаты x (распределение примеси вглубь перехода) можно считать и плотность объемных зарядов. Данная условность приводит решение уравнения Пуассона к квадратичной функции $E(x)$ – напряженности электрического поля и к кубической функции $\phi(x)$ – потенциального барьера.

Ширина плавного р-п-перехода примет вид:

$$l_0 = 3 \sqrt{\frac{9\varepsilon_0 \varepsilon \Delta\phi_0}{q * grad(N)}}, \quad (6)$$

где $grad(N)$ – градиент эффективной концентрации; $\varepsilon_0 = 8,85 \times 10^{-14}$ Ф/см; $\varepsilon = 6,5 \div 6,7$ – диэлектрическая проницаемость 6Н-SiC [71]; $q = 1,6029 \cdot 10^{-19}$ Кл – заряд электрона; $\Delta\phi_0 = A_{\text{вых п-типа}} - A_{\text{вых р-типа}}$ – величина потенциального барьера.

Таким образом, теоретически полученные значения ширины области пространственного заряда составили соответственно: $l_{01} = 1,19$ мкм, $l_{02} = 1,02$ мкм.

Надо отметить, что область имплантированных образцов была дополнительно легирована азотом для создания сильнолегированной приконтактной области с целью получения низкоомных омических контактов. Поверхностная концентрация примеси азота в этой области составила $N_D = 2 \cdot 10^{18}$ см⁻³, значение же максимальной концентрации составило величину $N_D = 10^{19}$ см⁻³. Теоретически полученное значение протяженности n^+ -области составило $l_0 = 0,2$ мкм.

Для дальнейшего анализа свойств потенциального n^+ -барьера мы считали, что донорная примесь азота в имплантированной n^+ -области распределяется не колоколообразно, а имеет прямоугольный профиль. Данное допущение оправдывает себя ввиду того, что после проведения термообработки имплантированной примеси профиль ее распределения несколько уменьшается по амплитуде и «растягивается».

При этих допущениях протяженность n^+ -перехода:

$$l_0 = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0|\phi_k|}{q * grad(N)}}, \quad (7)$$

где $grad(N)$ – градиент концентрации.

Следует отметить, что полярность n^+ -п-перехода совпадает с полярностью p^+ -п-перехода, следовательно, вольтамперные характеристики рассматриваемых областей, включая напряжение пробоя, «суммируются».

Анализ n^+ -Al-перехода проводился для выяснения энергетических характеристик приконтактных областей. Концентрация примеси в приповерхностном n^+ -слое составляет величину $N_D = 2 \cdot 10^{18}$ см⁻³, соответственно работа выхода приконтактной n^+ -области $A_{\text{вых } n^+} = 4,54$ эВ.

Ширина обедненной области, полученная из выражения (7) составила значение $l_{n^+-Al} = 0,01$ мкм. Считая концентрацию примеси азота в данной области равной $N_A(x) = 2 \cdot 10^{18}$ см⁻³, получено напряжение пробоя рассматриваемого перехода: $U_{\text{проб } n^+-Al} = 0,14$ В (рис.1).

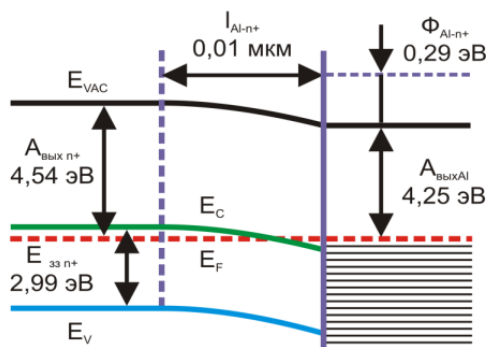


Рис.1. Энергетические диаграммы потенциального барьера Al/ n^+ -6HSiC.

Далее мы рассмотрели потенциальный Al/p⁺-барьер. При этом, для удобства, была принято, что энергетические зоны в p⁺-области карбида кремния имеют постоянное значение. Данное допущение справедливо ввиду того, что изгиб зон в рассматриваемой области весьма незначителен (менее 0,2 эВ) по сравнению с величиной ширины запрещенной зоны (более 2,7 эВ) в той же области образцов.

Величина поверхностной концентрации акцепторной примеси бора при приведении в контакт с Al составила:

$$p_S = p_0 e^{\frac{\varphi_k}{T}} \quad (8)$$

$$n_S = \frac{n_i^2}{p_S} \quad (9)$$

где $p_{01} = 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $p_{02} = 4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

Максимальная растворимость азота в карбиде кремния, как было отмечено в предыдущем пункте, составляет величину $N_D = 10^{21} \text{ см}^{-3}$, которая и составляет величину поверхностной концентрации азота в рассматриваемой области. Следовательно, величина поверхностной концентрации неосновных носителей равна: $p_{S1} = p_{S2} = 10^{-33} \text{ см}^{-3}$. В таком случае имеет место ситуация инверсии приповерхностной области, то есть зоны на этом участке изогнуты вниз (рис.2).

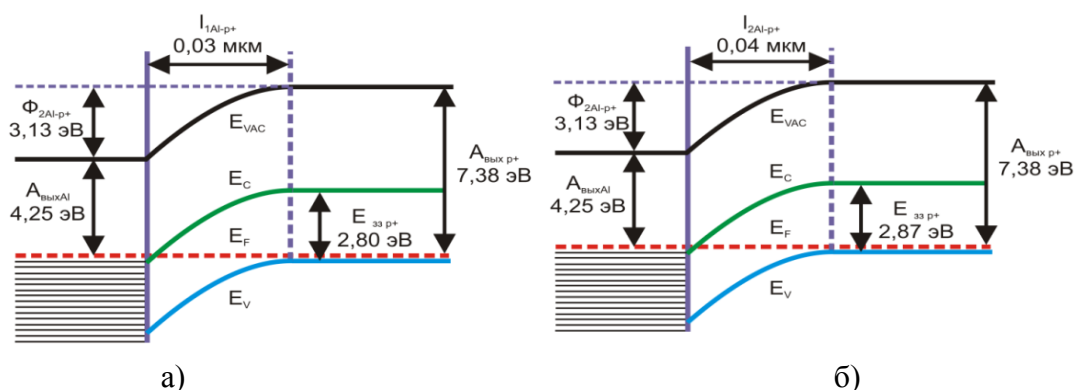
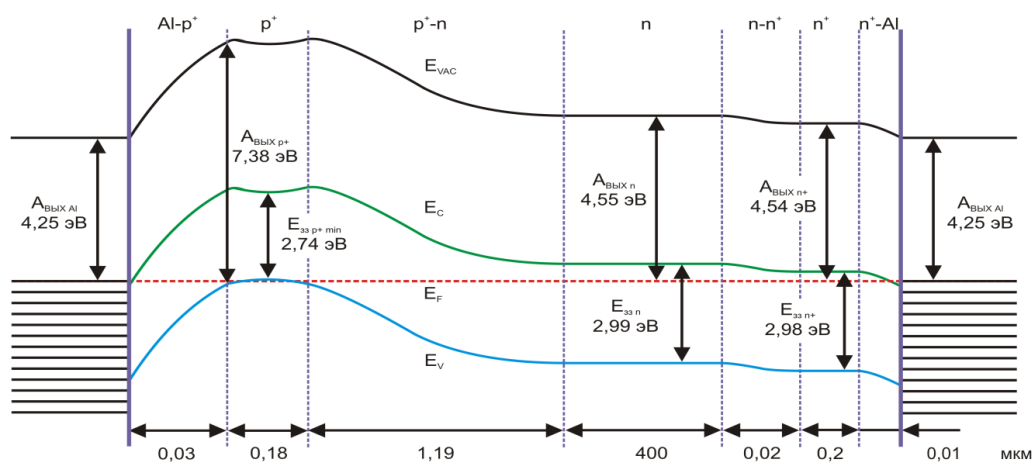


Рис.2. Зонные энергетические диаграммы потенциального барьера Al/p⁺-6HSiC: (а) – для образцов, имплантированных дозой 3000 мкКл/см², (б) – для образцов, имплантированных дозой 1000 мкКл/см².

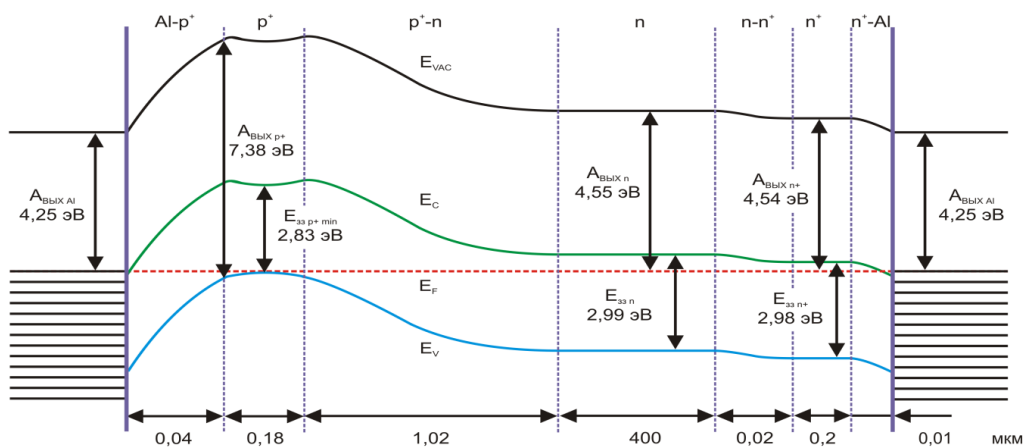
В результате проведенных расчетов получены следующие значения параметров потенциального Al/p⁺-6HSiC барьера:

- концентрация примеси в p⁺-области $N(x) = \frac{D * k_A}{dR_P \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{x-R_P}{dR_P} \right)^2}$;
- работа выхода алюминия $A_{\text{выхAl}} = 4,25 \text{ эВ}$;
- работа выхода на поверхности p⁺-области: $A_{\text{вых1}} = A_{\text{вых2}} = 7,38 \text{ эВ}$;
- величина потенциального барьера $\varphi_k = 3,13 \text{ эВ}$;
- протяженность p⁺-области $l = 0,18 \text{ мкм}$;
- протяженность Al/p⁺-6HSiC-перехода $l_{11} = 0,03 \text{ мкм}$, $l_{12} = 0,04 \text{ мкм}$;
- величина напряжения пробоя перехода $U_{np1} = 0,09 \text{ В}$ и $U_{np2} = 0,06 \text{ В}$.

На основании проведенных расчетов и полученных в результате параметров потенциальных барьеров всех входящих в экспериментальные образцы областей, построены зонные энергетические диаграммы исследуемых структур (рис.3).



а)



б)

Рис.3. Зонные диаграммы имплантированных структур: (а) – для образцов, имплантированных дозой 3000 мкКл/см^2 , (б) – для образцов, имплантированных дозой 1000 мкКл/см^2 .

Литература

1. Зи С.Н.. Физика полупроводниковых приборов. – М: Энергия. -1973. – 656 с.
2. Рембеза С.И., Синельников Б.М., Е Рембеза.С., Каргин Н.И. Физические методы исследования материалов твердотельной электроники. – Ставрополь: Изд. СевКавГТУ. -2002. 432 с.
3. Карбид кремния. Сб.: под ред. Хениша Г. и Роя Р. ~ М.: Мир, 1972, 349 с.

МАГНИТНЫЙ ВКЛАД В ЭЛЕКТРОСОПРОТИВЛЕНИЕ МЕТАЛЛОВ ГРУППЫ ЖЕЛЕЗА

Д.К. Палчаев, Ж.Х. Мурлиева, С.Х. Гаджимагомедов, М.Э. Исхаков

¹ Дагестанский государственный университет,

² Дагестанский государственный университет народного хозяйства,

E-mail: isemarat@mail.ru

Общее электросопротивление ферромагнитных материалов представляет собой сумму вкладов [1,2], обусловленных рассеянием электронов на статических дефектах ρ_s , фононах ρ_{ph} и магнитной подсистеме ρ_m :

$$\rho(T) = \rho_s + \rho_{ph}(T) + \rho_m(T).$$

Значение ρ_s определяется путем экстраполяции ρ к 0К и обычно не зависит от температуры.

Магнитный вклад ниже температуры Кюри T_C , как и $\rho_{ph}(T)$ ниже температуры Дебая T_D , является сложной функцией аномально возрастающей с температурой за счет нарушения дальнего магнитного порядка. В парамагнитной фазе ρ_m (рассеяние на парамагнонах) входит в общее сопротивление как постоянная величина [2].

Обычно вклад $\rho_m(T)$ оценивается [2-4] путем вычитания из значений $\rho_{ph}(T)$, рассчитанных по формуле Блоха-Грюнайзена, которые нормируются по экспериментальным данным ρ , экстраполированным в 0К из парамагнитной фазы. При этом проблема выделения $\rho_{ph}(T)$ осложняется рядом причин: во-первых, нелинейность зависимости $\rho=f(T)$ при $T>T_C$ приводит к неоднозначности результата экстраполяции к 0К; во-вторых, эта формула является интерполяционной и не отражает всех особенностей, связанных с температурной хаотизацией колебаний атомов. Она получена в гармоническом приближении, которое может быть использовано только при рассмотрении данного равновесного состояния системы, в ней не учитываются особенности энергетического спектра фононов с изменением межатомного расстояния.

Метод выделения $\rho_{ph}(T)$ безучета ангармонизма колебаний атомов не пригоден для установления природы тонких эффектов, например, температурной зависимости энергии s-d-обменного взаимодействия.

Автор [4] приводит полуэмпирическое выражение для магнитной составляющей электросопротивления металлических ферромагнетиков на основе модельного s-d-обменного гамильтониана:

$$\rho_m(T) = \frac{3\pi m_e V_0 \sigma |D_0|^2}{8e^2 \varepsilon_F \hbar} (1 - \eta(T)^2), \quad (1)$$

где V_0 – объем элементарной ячейки, m_e – масса электрона, e – заряд электрона, σ – заряд и спин электрона соответственно, D_0 – парамагнитная энергия s-d-обменного взаимодействия, $\eta(T)$ – относительная спонтанная намагниченность, ε_F – энергия Ферми. При этом для упрощения расчетов в [4] было принято допущение о постоянстве D_0 . В то же время, согласно [5] в изолированном атоме Ni она составляет ~0.4 эВ, а в кристалле возрастает примерно в 3 раза из-за увеличивающегося перекрытия волновых функций s-и d-электронов, что свидетельствует о том, что энергия s-d-обменного взаимодействия не может оставаться постоянной при изменении температуры, а следовательно и межатомного расстояния.

В настоящей работе определен вид температурной зависимости энергии s-d-обменного взаимодействия 3d-металлов на основе экспериментальных данных и нового способа выделения вкладов в рассеяние [2,6,7] на атомной и магнитной подсистемах. Для практической реализации этого метода, помимо данных $\rho=f(T)$ достаточно иметь значения теплового коэффициента объемного расширения β (ТКОР) при соответствующих температурах.

В качестве объекта исследования был выбран чистый никель (99.99%). Исследования $\beta(T)$ и $\rho(T)$ на одном и том же образце в одном эксперименте (insitu) [7] для Ni проводились в интервале 300-1100 К. Полученные данные для Ni хорошо согласуются с литературными данными [8-10]. Корреляционный анализ показал, что значения ρ никеля ниже и выше T_C (630K) аппроксимируются линейными уравнениями, близкими к функциям:

$$\rho \times 10^8 = -5.26 \times 10^{-8} + 10,245 \times 10^{-6} \beta T, r = 0.9997 (300-620 \text{ K}), \quad (2)$$

$$\rho \times 10^8 = 19.65 \times 10^{-8} + 4,11 \times 10^{-6} \beta T, r = 0.998 (800-1100 \text{ K}) \quad (3)$$

где r – коэффициент корреляции, а угловой коэффициент – характеристическое электросопротивление ρ^* в этой области температур.

Как известно, в области низких температур (для Ni от 20 до ~170 К) магнитный вклад в общее сопротивление мал, поэтому характеристическое сопротивление Ni до 170К, в основном, определяется рассеянием электронов на фононах (см. рис.1, нижняя вставка ○-1). Незначительность спиновых возбуждений в этом диапазоне температур следует из температурной зависимости спонтанной намагниченности (см. верхнюю вставку на рис. 1). В этой области температур значение ρ^* ближе к значению для парамагнитной фазы при $T > 800\text{K}$ (см. рис.1, нижняя вставка □-4. От 170 до 620К магнитный вклад возрастает, поэтому значение характеристического сопротивления должно быть больше (см. рис.1, нижняя вставка ●-2).

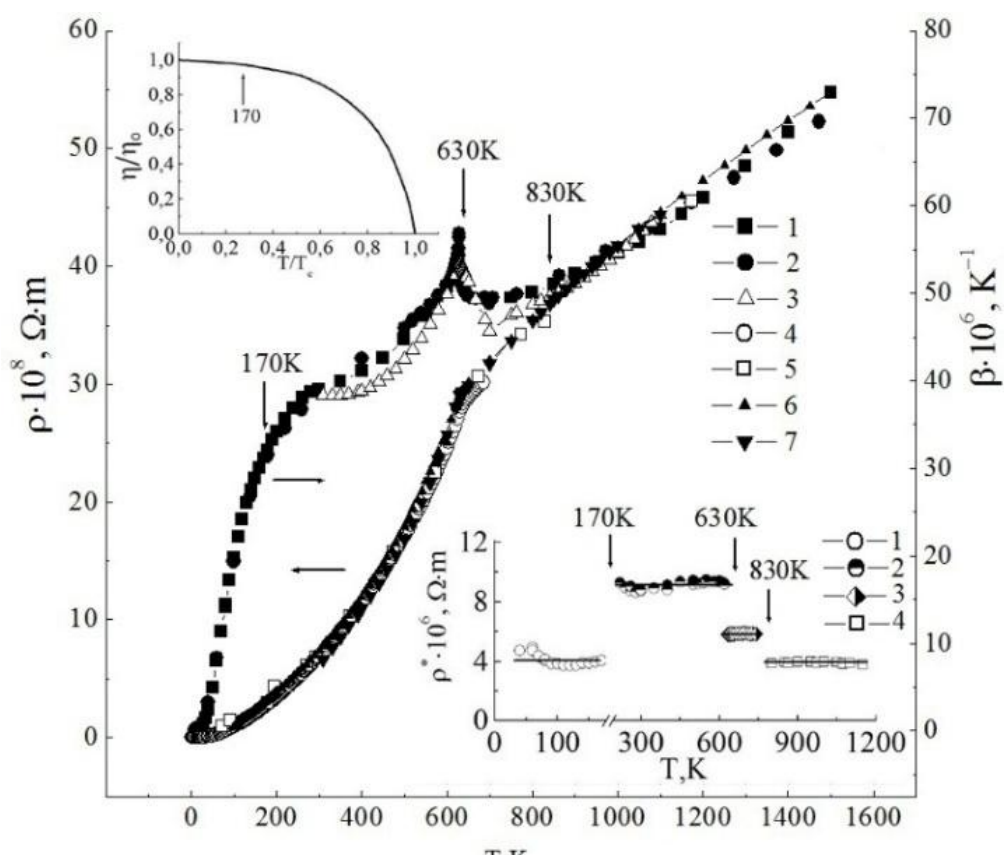


Рис.1 Температурные зависимости β : 1 - [10], 2 - [9], 3 – данные авторов и ρ : 4 - [11], 5 - [12], 6 - [8], 7 – данные авторов. Верхняя вставка - температурная зависимость относительной спонтанной намагниченности. Нижняя вставка – зависимость характеристического электросопротивления от температуры: ○ - 1 (от 0 К до 170 К), ● - 2 (от 170 К до 630 К), ◆ - 3 (от 630 К до 830 К), □ - (от 830 К до 1100 К).

Это согласуется с результатами, полученными по нашим данным (2). Незначительные расхождения в значениях характеристических сопротивлений, рассчитанных по

обобщенным данным [11, 8-10, 12] и полученных по (2) и (3), не превышают суммарной погрешности определения соответствующих параметров.

Значения ρ^* в ферро- и парамагнитной фазах, как оказалось, прямо пропорциональны соответствующим характеристическим частотам $(\nu_D + \nu_m)$ и ν_D . Здесь $\nu_D = k_B T_D / h$ и $\nu_m = k_B T_C / h$ [2] – частота Дебая и частота, характеризующая обменное взаимодействие (d-d взаимодействие) соответственно. Тогда ρ^* в пара- и феррофазах соответственно можно выразить в виде:

$$\rho_{ph}^* = k \nu_D, \quad (4)$$

$$\rho_{mph}^* = k(\nu_D + \nu_m), \quad (5)$$

где k – общая константа для пара- и ферромагнитного состояний. Ее значение для никеля можно определить по угловому коэффициенту в (3) с учетом (4). Исходя из этого, вклад за счет рассеяния электронов проводимости непосредственно на магнитной подсистеме ρ_m можно оценить как:

$$\rho_{mph}(T) = \rho_{mph}^* \beta T = (\rho_{ph}^* + \rho_m^*) \beta T = 4.2 \times 10^{-19} (\nu_D + \nu_m) \beta T. \quad (6)$$

$$\rho_m(T) = (\rho_{mph}^* - \rho_{ph}^*) \beta T$$

Возможность количественной оценки этого вклада открывает перспективу установления температурной зависимости энергии s-d-обменного взаимодействия 3d-ферромагнетиков, для чего выражение (1) можно переписать в виде:

$$D(T) = K \sqrt{\frac{\rho_m}{1 - \eta^2}} = K \sqrt{\frac{\rho_m^* \beta T}{1 - \eta^2}}. \quad (7)$$

Константа K в (10) определяется через соответствующие микроскопические характеристики:

$$K = \left(\frac{3\pi m_s V_0 \sigma}{8e^2 \varepsilon_F \hbar} \right)^{-2}.$$

Расчеты показали, что значения $D(T)$ для никеля (рис. 2) хорошо аппроксимируются экспоненциальной зависимостью:

$$D = D_0 \exp\left(\frac{-T}{T_C}\right) \quad (8)$$

и согласуются с оценками Зинера [5] в пределах высоких и низких температур. В точке Кюри $D(T_C) = K \sqrt{\rho_m^* \beta_C T_C} \approx 0.9$ эВ, это значение примерно в 2.2 раза, а при $T \rightarrow 0$ К примерно в 6 раз больше, чем для уединенного атома никеля, как и предсказывалось в [5]. Этот результат согласуется также с фактом экспоненциального уменьшения обменного интеграла при увеличении расстояния между атомами ниже T_C [2].

Для выявления температурного хода энергии s-d-обменного взаимодействия для Fe и Co эмпирически полученное выражение (7), с учетом (5) и экспериментальных данных по β , мы представили в виде:

$$\rho_m^* \beta T = \text{const} D_0^2 e^{\frac{2T}{T_C}} (1 - \eta^2) \quad (9)$$

На рис. 2 приведена температурная зависимость $D(T)$ для Ni. Заметим, что энергия s-d-обменного взаимодействия ниже энергии Ферми и это согласуется с утверждением авторов [1,2]. Но, в отличие от энергии d-d-взаимодействия, она близка к энергии Ферми, поскольку d-электроны в ионах подмагничивают s-электроны с энергиями, близкими к ε_F . Взаимодействие между d-электронами, характеризуемое обменной энергией $E_{ex} = k_B T_C$, осуществляется через все обобществленные электроны. Значение E_{ex} для Fe, Co и Ni примерно на два порядка ниже D_0 . Эти результаты проясняют детали модели косвенной связи, приведенной в [2].

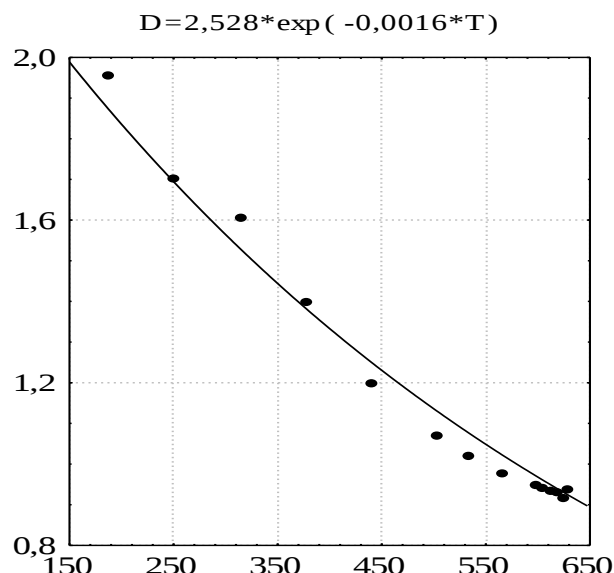


Рис.2 Температурная зависимость $D(T)$ для Ni.

Полученные результаты имеют особое значение для количественных оценок магнитных свойств ферромагнитных материалов, в том числе наноструктурированных, в частности нанопроволок.

Работа выполнена при финансовой поддержке Госзаданий № 2560 и №16.1103.2014/К.

Литература

- [1]. С.В. Вонсовский, Ю.А. Изюмов, Электронная теория переходных металлов // УФН. - 1962. -Т. 77. -№ 3. -С. 377.
- [2]. С.В. Вонсовский, Магнетизм. // М.: Наука, 1971. 1032 с.
- [3]. А. А. Юдин, Связь ферромагнитных «аномалий» сопротивления с спонтанной намагниченности II // Вестник Московского университета. -1958. -Т. 4. -С. 89.
- [4]. А.А. Юдин, Сопротивление ферромагнитных металлов // Вестник Московского университета. -1958. -Т. 3.-С. 81.
- [5]. С. Zener, Interaction between the d-shells in the Transition Metals // Phys. Rew. -1951. -V. 814. -P. 440.
- [6]. I.M. Abdulagatov, Zh.Kh. Murlieva, D.K. Palchaev, K.K. Kazbekov, M.M. Maangalov, Thermal Expansion and Kinetic Coefficients of Crystals // Phys. and Chem. Solids. -2007. -V. 68. -P. 1713.
- [7]. Д.К. Палчаев, Ж.Х. Мурлиева, К.К. Казбеков, Связь удельного электросопротивления металлов с термической деформацией // Теплофизика высоких температур. -2007. -Т. 45. - № 5. -С. 1.
- [8]. Э.А. Бельская, В.Э. Пелецкий, Никель. Удельное электросопротивление в интервале температур 200-1500K: Таблицы стандартных справочных данных. М.: -1985. -96 с.
- [9]. T.G. Kollie, Measurement of Thermal-expansion coefficient of nickel from 300 to 1000 K and determination of the power-law constants near the Curie temperature // Physical Review B. - 1977. -V. 1611. -P. 4872.
- [10]. С. И. Новикова, Тепловое расширение твердых тел. // М.: Наука, 1974. 293 с.
- [11]. M.V. Kamalakar, Synthesis, characterization and investigation of Electrical transport in Metal Nanowires and Nanotubes, A Thesis Submitted for the Degree of Doctor of Philosophy In Jadavpur University. Kolkata. -2009. -P. 182.
- [12]. О.А. Шматко, Ю.А. Усов Электрические и магнитные свойства металлов и сплавов. (Справочник). // Киев: Наукова думка, 1987. 582 с.

ГИДРАЗИН В КАЧЕСТВЕ АЗОТСОДЕРЖАЩЕГО ПРЕКУРСОРА ПРИ АТОМНО-СЛОЕВОМ ОСАЖДЕНИИ ПЛЕНОК AlN

Ш.М. Рамазанов, А.И. Абдулагатов, М.Х. Рабаданов, Д.К. Палчаев, Э.К. Мурлиев

¹Дагестанский государственный университет, физический факультет, Махачкала

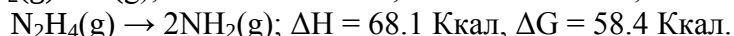
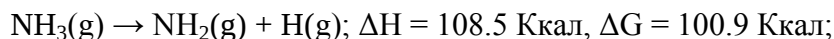
²Колорадский университет, Штат Колорадо, Боулдер, США

e-mail – ramazanv@mail.ru

Атомно слоевое осаждение (АСО) пленок нитридов металлов при низких температурах ниже 400°С является актуальной проблемой. При получении нитрида алюминия методом АСО традиционно используемые прекурсоры -триметилалюминий (ТМА) и аммиак (NH₃) требуют высокую температуру осаждения примерно 400°С, причем, полученные пленки неоднородны по составу и толщине, а также содержат большое количество примесей [1].

Таким образом, поиск альтернативных химреактивов для улучшения качества пленок и оптимизации процесса их осаждения методом АСО имеют важное значение.

Авторами [2,3] была приведена методика АСО пленок AlN с использованием tris(dimethylamido)aluminum (Al(N(CH₃)₂)₃) (TDMAA) и аммиака (NH₃). В настоящей работе для получения пленок AlN методом АСО мы использовали tris(diethylamido)aluminum (Al(N(C₂H₅)₃)₃) (TDEAA) с аммиаком и TDEAA с гидразином (N₂H₄). Гидразин был выбран в качестве альтернативного азотного прекурсора благодаря его более благоприятным термохимическим характеристикам. Разница в реакциях хорошо иллюстрируется значениями изменения энтальпии ΔH и энергии Гиббса ΔG для диссоциации NH₃ и N₂H₄:



Наши эксперименты показывают, что при температурах осаждения, начиная от 160 до 225°С, поверхностные реакции TDEAA с NH₃ или N₂H₄ являются самоограниченными. На рисунке показано изменение толщины пленки AlN, выращенной на кремниевой подложке с использованием прекурсора TDEAA и N₂H₄ в течение трех циклов. Там же приведены результаты распределения элементов по профилю (толщине) пленки.

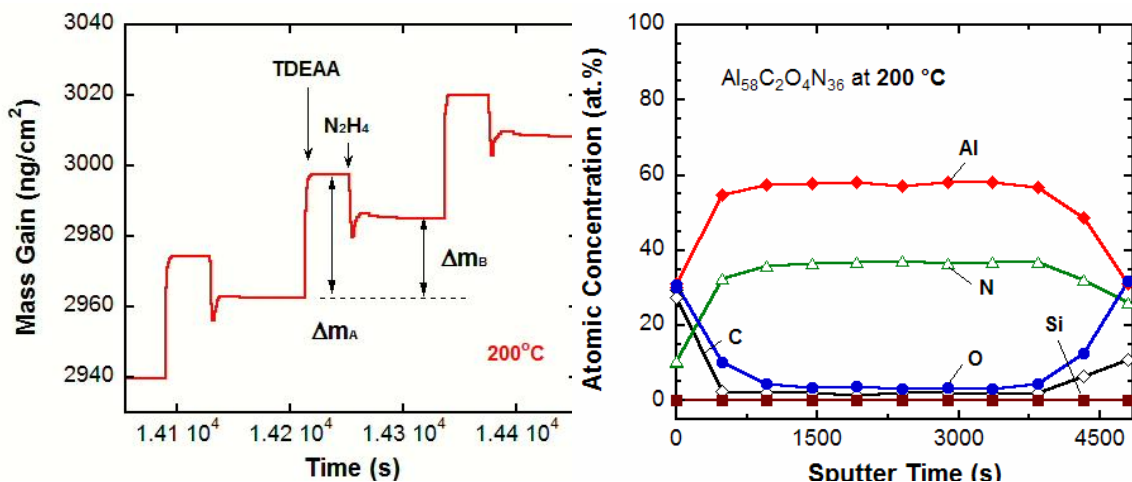


Рис.1. Изменение толщины пленки AlN со временем (слева). Профиль распределения элементов в полученной пленке AlN толщиной 850 Å, при использовании N₂H₄ (справа).

Анализ результатов, приведенных в [2,3] при применении TDMAA/NH₃, показывает, что осажденные пленки AlN содержат примеси кислорода и углерода в пределах от 1 до 5% и

водородную примесь порядка от 20 до 30%. Следовательно, плотность роста этих пленок нитрида алюминия оказывается значительно ниже, по сравнению со значениями для объемного AlN. Наши исследования показали, что пленки AlN, выращенные с использованием N_2H_4 , имеет более высокую плотность и меньшее содержание примесей (см. рис. 1 (справа)). Эти факты свидетельствуют о том, что гидразин является лучшим носителем азота при получении пленок AlN по сравнению с аммиаком.

Работа выполнена при финансовой поддержке Государственных заданий №2560 и №16.1103.2014/К.

Литература

- 1.D. Riihelä, M. Ritala, R. Matero, M. Leskelä, J. Jokinen, P. Haussalo, Chem. Vac. Dep. 2, 277(1996).
- 2.A.I. Abdulagatov, A.S. Cavanagh, D. Seghete, S.M. George, Poster at Rocky Mountain Chapter of the AVS, September 16, Westminster, CO, U.S.A. (2010).
- 3.G. Liu, E.W. Deguns, M.J. Sowa, R. Bhatia, M.J. Dalberth, L. Lecordier, G. Sundaram, J.S. Becker, ECS Trans., 41, 219-225, (2011).

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КОНТАКТОВ ME – ZNO

Темиров А.Т., Шаихов Д.А., Магомедов М.А.

Структура и механизм проводимости омических и выпрямляющих контактов металлов к полупроводниковым соединениям типа A^2B^6 остаются малоизученными, хотя такие сведения имеют большой интерес как с точки зрения изучения разнообразных поверхностных свойств этих соединений, так и для оценки возможностей создания приборов и датчиков на их основе. Большое внимание среди них уделяется и оксиду цинка – широкозонному материалу, обладающему рядом ценных свойств[1].

Рассмотрены условия формирования омических и выпрямляющих контактов металлов к тонким пленкам оксида цинка, электрические свойства выпрямляющего барьера Me – ZnO, зависимость их от свойств окружающей среды. Пленки ZnO толщиной ~10 мкм получены химическим транспортом в водороде на диэлектрических подложках Al_2O_3 , измерены их холловские параметры: концентрация электронов $n \sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$, подвижность их $\sim 50 - 100 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$. Омическими контактами служат полосы сплава In-Ni шириной 1,5-2 мм, барьер Шоттки создается термическим напылением в вакууме одного из металлов – Au, Ag, Pt, Pd. Высота барьера, оцениваемая по экспоненциальному участку ВАХ, составляет 0,3 – 0,5 эВ и слабо зависит от работы выхода электронов из металла и зависит от сродства металла к кислороду.

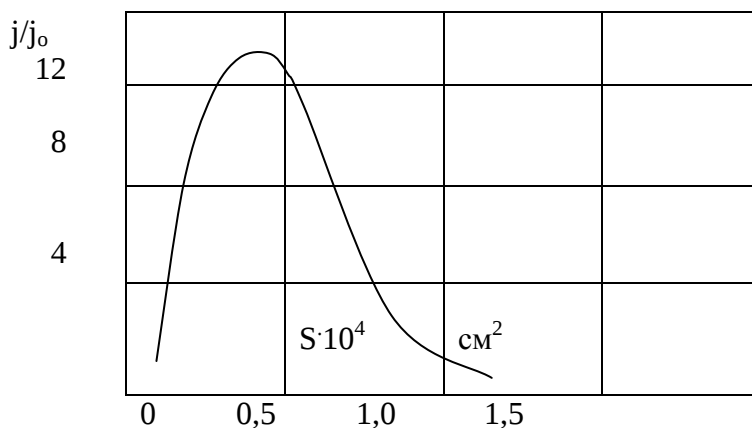
Установлено, что при прогреве образцов в вакууме выпрямляющие свойства контактов ухудшаются и при 150°C ВАХ становится линейной, уменьшается удельное сопротивление (ρ) пленок, резкое уменьшение ρ наблюдается при температурах выше 500°C. Известно, что термообработка пленок ZnO в вакууме приводит к десорбции кислорода с поверхности [2] и, соответственно, к увеличению в приповерхностном слое избыточного цинка Zn^+ , который в ZnO является мелким донором с энергией активации $\Delta E = 0,05 \text{ эВ}$. Таким образом, для формирования на поверхности ZnO омического контакта со структурой типа Me – n^+ - n необходимо на предварительно прогретую в вакууме при $t > 400^\circ \text{C}$ поверхность нанести слой металла с высоким сродством к кислороду (In, Sn, Al, Ti).

При термообработке пленок на воздухе удельное сопротивление пленок увеличивается. Температура резкого роста ρ при отжиге на воздухе и уменьшения ρ при отжиге в вакууме совпадают, что указывает на единый механизм, ответственный за эти изменения. При термообработке пленок в среде кислорода происходит адсорбция кислорода на поверхности ZnO и соединение его со сверхстехиометрическим межузельным цинком, который при этих температурах ($t > 400^\circ \text{C}$) диффундирует к поверхности пленки [2,3]. Это приводит к изгибу энергетических зон и образованию поверхностного барьера еще до

нанесения металла, который определяет свойства поверхностно-барьерных структур. Поэтому для формирования барьера $\text{Me} - \text{ZnO}$, улучшения и стабилизации его свойств необходимо провести отжиг пленок на воздухе при $500\text{--}600^\circ\text{C}$ в течение 15-20 мин.

Установлено, что электрические характеристики контактов в значительной степени зависят от парциального давления паров воды. При изменении влажности окружающей среды изменяется число полярных радикалов $\text{OH}^\cdot$ молекул воды, осажденных на поверхностном барьере, соответственно изменяется высота барьера, дифференциальное сопротивление и ток через структуру. По изменению тока оценивается содержание влаги в атмосфере, т.е. при соответствующей градуировке электроизмерительного прибора контакт $\text{Me} - \text{ZnO}$ работает как датчик влажности. Время реагирования на влажность уменьшается с ростом температуры (от 20 с при комнатной температуре до 0,3 с при 60°C).

Изучена зависимость влапочувствительности барьера от площади контактирующей поверхности. На рисунке приведена зависимость относительной плотности тока через структуру от величины площади контакта $j/j_0 = f(S)$, снятая при смещении $U = 3\text{В}$, температуре подложки $\sim 35^\circ\text{C}$, и влажности 90%, j_0 – плотность тока в сухой атмосфере.



Как видно из рисунка, для достижения хорошей чувствительности датчика площадь контакта должна быть равной $(0,1\text{--}1,0) \cdot 10^{-4} \text{ см}^2$, вне этого интервала сигнал датчика существенно меньше:

если при $S = 0,8 \cdot 10^{-4} \text{ см}^2$ плотность прямого тока $j = 13j_0$,

то при $S = 1,6 \cdot 10^{-4} \text{ см}^2$ $j = 1,5j_0$,

а при $S = 2 \cdot 10^{-4} \text{ см}^2$ датчик практически не реагирует на влажность.

При очень малой площади контакта ($S = 0,05 \cdot 10^{-4} \text{ см}^2$) чувствительность барьера к парам воды исчезает. Это, вероятно, связано с увеличением локальной неоднородности поля и ростом напряженности его до величины, при котором носители заряда туннелируют сквозь барьер и влапочувствительность барьера не проявляется.

Таким образом, установлено, что электрические свойства контактов $\text{Me} - \text{ZnO}$ в основном определяются состоянием поверхности оксида цинка перед осаждением металла и режимами их последующих термообработок, а зависимость ВАХ от парциального давления паров воды можно использовать для создания датчика влажности. Установлена оптимальная площадь контакта, при котором чувствительность его к влажности максимальна.

Литература

1. Физика и химия соединений A^2B^6 . Под ред. С.А.Медведева. М., Мир, 1970
2. Полупроводники. Под ред. Н.Б.Хеннея. М., ИЛ, 1962.
3. В.И.Болтакс. Диффузия и точечные дефекты в полупроводниках. Л., Наука, 1972.

ПРОЦЕССЫ РОСТА ВЫСОКОКАЧЕСТВЕННЫХ ПЛЕНОК ОКСИДА ЦИНКА

Темиров А.Т., Шаихов Д.А.

Элементарный акт ростового процесса начинается с распыления мишени и завершается внутренними физическими и химическими процессами формирования пленки заданного состава и определенной структуры.

Примеси существенно влияют на процессы роста пленок. Для разработки воспроизводимой технологии получения высококачественных пленок оксида цинка, необходимы детальные исследования влияния легирующей примеси на их рост и свойства. Для получения высокоомных пленок ZnO их легируют либо медью, либо литием.

Легирование медью способствует росту пленки, ось текстуры которых нормальны к плоскости подложки, а значения концентрации лития в распыляемой мишени для получения высокоомных монокристаллических пленок оксида цинка на сапфире [1]. В работе [2] пленки ZnO осаждали диодным методом распыления на подложки из окисленного кремния. Пленки легировали медью в процессе их выращивания, для чего в область разряда вводили медные пластинки. Скорость роста не превышала 0,5 нм/с.

Удельное сопротивление нелегированных пленок составляло $10 \div 100$ Ом·см. Электронограмма и микрофотографии поверхности нелегированных пленок толщиной 0,1; 0,4; 1,6 мкм приведены на рис.1. Легирование медью существенно сказывается на структуре и морфологии пленок ZnO. На рис.2 даны микрофотографии реплик с поверхности легированных пленок ZnO и электронограммы на отражения этих пленок. Легирование медью пленок до 0,1 масс % уменьшает размер зерна, улучшает степень текстурированности и повышает удельное сопротивление по сравнению с нелегированными пленками. Размер зерна в пленках возрастает при увеличении содержания Cu > 0,1 масс %; высокая ориентированность C-осей кристаллитов сохраняется при легировании до 0,5 масс % Cu, а при 0,7 масс % Cu текстура в пленках исчезает.

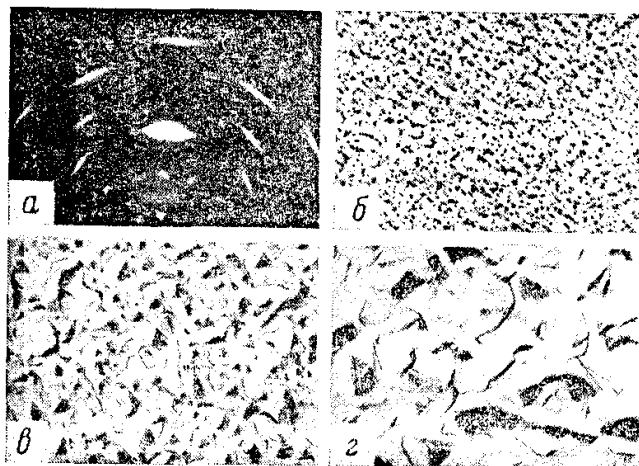


Рис. 1. Электронограмма на отражение (а) и микрофотографии реплик ($\times 15000$) с поверхности нелегированных пленок ZnO толщиной: 0,1 (б); 0,4 (в); 1,6 (г).

Данные исследования по изучению влияния примесей Al, Ga на рост пленок оксида цинка проводятся с целью получения прозрачных проводящих пленок ZnO для их использования в оптоэлектронике. Работы, посвященные изучению легирования пленок акцепторными примесями, с целью получения высокоомных пленок ZnO, в литературе практически отсутствуют.

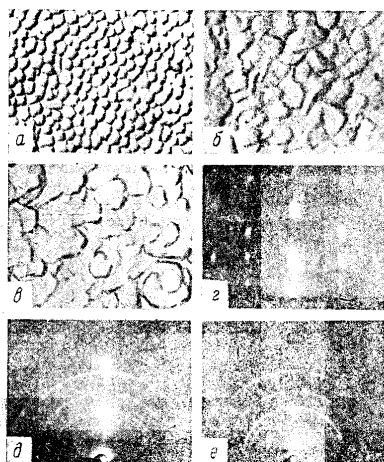


Рис. 2. Микрофотографии реплик ($\times 36000$) с поверхности легированных пленок ZnO толщиной 1,8 мкм и электронограммы на отражение этих пленок (а, г-0,1; б, д-0,6; в, е-1,6 масс % Cu)

Литература

1. Mitsuyu T., Ono S., Wasa K. Structures and SAW properties of rf-sputtered single crystal films of ZnO on sapphire.- J. Appl. Phys., 1980, v. 51, № 5, p. 2464.
2. Александров Л.Н., Ивахнишин В.М., Креймер А.А., Яковкин И.Б. Структура и морфология пленок оксида цинка, полученных методом катодного распыления. – Неорганические материалы, 1984, т.20. № 3, с. 435 – 439.

КОНЦЕПЦИИ ЭНЕРГИИ И ЭНЕРГЕТИКИ

Хасбулатов А.М.

*Дагестанский государственный университет
Дзержинского 12а, Махачкала, Россия*

Научно-технический прогресс неразрывно связан с развитием энергетики, и соответственно с эффективным использованием источников энергии. Концепции энергии и энергетики излагаются автором студентам физического факультета, а также в курсах «Концепции современного естествознания» и «Современная научная картина мира», читаемых студентам гуманитарных и социально-психологических направлений.

Энергия (с греч. деятельность, действие) – это общая количественная мера движения и взаимодействия всех видов (форм) материи. Понятие энергия связывает воедино все явления природы. Одним из важнейших фундаментальных законов природы является закон сохранения и превращения энергии, который также называют первым началом (законом) термодинамики. В современном естествознании (физике) выделяют различные виды энергии, например, механическую, в том числе энергию движения воды и ветра, тепловую (внутреннюю), химическую, электромагнитную, ядерную [1]. Эти виды энергии используются в энергетике, которая является важнейшей отраслью экономики и основой научно-технического прогресса. Энергетика – комплекс, связанный с получением, преобразованием, передачей и использованием различных видов энергии, и в первую очередь, электроэнергии. Важнейшая роль электроэнергии по сравнению с другими видами энергии связана с такими преимуществами, как относительная легкость ее передачи практически на любые расстояния и распределения между потребителями, преобразование в другие виды энергии и наоборот. К основным областям использования электроэнергии относятся: 1) электропривод, 2) электротяга, 3) электропитание

промышленных и бытовых приборов и устройств, 4) электроосвещение и т.д. Без электрической энергии невозможна работа современных средств связи (телефон, радио и телевидение, интернет) и вычислительной техники. Различают традиционную и нетрадиционную электроэнергетику. Важнейшей составляющей традиционной энергетики является гидроэнергетика. Например, в России суммарная установленная мощность ГЭС 48 ГВт (на 01.01.2015 г.), что составляет 20,5% от суммарной мощности всех ЭС. Крупнейшие ГЭС в РФ: 1) Саяно-Шушенская (6400 МВт), 2) Красноярская (6000 МВт). В Дагестане в основном, электроэнергия вырабатывается на ГЭС: 1) Чиркейская (1000 МВт), 2) Ирганайская (400 МВт), 3) Миатлинская (220 МВт), 4) Гоцатлинская (100 МВт) и т. д. Самая крупная ГЭС «Три ущелья» построена в Китае (проектная мощность 22,5 миллионов кВт).

Все природные ресурсы, в том числе энергоресурсы принято разделять на 2 группы – исчерпаемые и неисчерпаемые. Кроме того, энергоресурсы делятся на: 1) возобновляемые источники энергии (ВИЭ), 2) невозобновляемые ИЭ (традиционные виды – газ, нефть, уголь, ядерное топливо). К ВИЭ относят энергию Солнца, ветра и тепла Земли (геотермальная энергия), энергию морей и океанов, биотопливо, водород, малые ГЭС, и которые также называют нетрадиционными видами энергии [2]. Важнейшее преимущество ВИЭ – неисчерпаемость и экологическая чистота. В настоящее время используются следующие виды ресурсов или установок на ВИЭ (так называемая нетрадиционная энергетика): 1) солнечные тепловые (термодинамические) и фотоэлектрические установки, 2) ветроустановки, 3) геотермальные электростанции и тепловые установки, 4) малые и микроГЭС, 5) установки для получения тепловой и электрической энергии за счет биомассы. Одним из наиболее перспективных направлений развития ВИЭ является солнечная энергетика. По оценкам специалистов к концу 21 века Солнце станет доминирующим источником энергии на Земле. На поверхность Земли падает 120тысяч терраВатт солнечного излучения, и это в 20 тысяч раз превышает потребность в энергии всего человечества. В ближайшее время в США будет запущена крупнейшая солнечная фотоэлектрическая станция мощностью 550 тысяч кВт, включающая 9 млн. солнечных панелей. В республике Дагестан в г. Каспийске запущена солнечная электростанция на фотоэлектрических преобразователях на основе кристаллического кремния мощностью 5 МВт, занимающая площадь около 2 гектаров. К преимуществам солнечной энергетики (СЭ) относятся: 1) возобновляемость, 2) высокий потенциал, 3) устойчивость, 4) доступность, 5) бесшумность, 6) экологичность и т. п. Срок службы солнечных модулей 25 лет и более. Минусами СЭ являются: 1) дороговизна, 2) непостоянство, 3) дорогое аккумулирование, 4) занимаемые площади.

По используемому принципу преобразования солнечной энергии солнечные установки (гелиоустановки) делятся на 2 типа:

1) солнечные фотоэлектрические установки (СФЭУ), в которых солнечная энергия преобразуется в электрическую с помощью фотоэлектрических преобразователей (ФЭП), т. е. осуществляется так называемый метод прямого (безмашинного) преобразования солнечной энергии в электрическую;

2) термодинамические, где солнечная энергия вначале преобразуется в тепло, которое, в свою очередь в термодинамическом цикле тепловой машины, преобразуется в механическую энергию, а затем в генераторе в электрическую.

В настоящее время применяются 2 вида тепловых солнечных электростанций: башенного типа и с параболическими концентраторами.

Фотоэлектрические солнечные электростанции создаются на основе солнечных модулей, состоящих из солнечных элементов. Солнечный элемент представляет собой полупроводниковый ФЭП, который в отличие от обычного диода имеет большую площадь р-п-переходов, простирающихся по всей площади пластины. Для работы элементов основную роль играют неосновные носители заряда, которые появляются за счет поглощения фотонов при внутреннем фотоэффекте.

Важным показателем эффективности использования ФЭП является коэффициент использования установленной мощности, который для СФЭУ составляет от 0,11 до 0,16 (для сравнения у АЭС до 0,87). Для создания солнечных ФЭП используются либо кристаллические материалы, в основном, кремний с КПД 20 %, а также тонкие аморфные пленки на основе кремния, арсенида галлия и др., которые имеют эффективность на уровне 7 % [3]. В настоящее время ведутся разработки ФЭП на основе органических полимеров, которые будут более дешевыми, легкими и гибкими по сравнению с кремниевыми.

В 2020-х годах начнет функционировать самый мощный токамак (термоядерный реактор) для демонстрации и исследования термоядерных технологий и их использования в мирных целях. Ученые считают, что управляемый термоядерный синтез может стать энергетикой будущего и будет служить альтернативой традиционным источникам энергии.

Литература

- [1] Хасбулатов А.М., Шугаибов Ш.З. Современный взгляд на концепции естествознания./ Махачкала, Мавраевъ, 2012, 198 с.
- [2] Фортов В.Е., Попель О.С. Энергетика в современном мире./ М.-Долгопрудный, 2011, 167 с.
- [3] А. да Роза Возобновляемые источники энергии. Физико-технические основы./ М.-Долгопрудный, 2011, 703 с.

ТЕХНОЛОГИИ ПОЛУЧЕНИЯ НАНОПОРОШКОВ ОКСИДОВ ЖЕЛЕЗА

Эмиров Р.М., Рабаданов М.Х., Алиев З.М., Алиханов Н.М-Р.

ФГБОУ ВПО «Дагестанский государственный университет»,

aderron@mail.ru

Наноразмерные порошки оксидов железа (α -Fe₂O₃ и Fe₃O₄) с различной структурой относятся к категории функциональных материалов, которые могут быть использованы при создании магнитных и электронных датчиков, магнитных накопителей информации, катализаторов, магнитных жидкостей, в клинической диагностике и лечении, в фармацевтике и т.д. [1-4].

Получены нанопорошки магнетита, гематита и их смеси электрохимическим трехэлектродным методом и путём сжигания нитрат-органических прекурсоров соответственно.

Нанопорошок магнетита Fe₃O₄ синтезирован одноэтапным, электрохимическим трехэлектродным методом. Источником катионов железа служил стальной анод (СТ-3), изготовленный из железного лома (на рисунке 1 представлена дифрактограмма этого порошка).

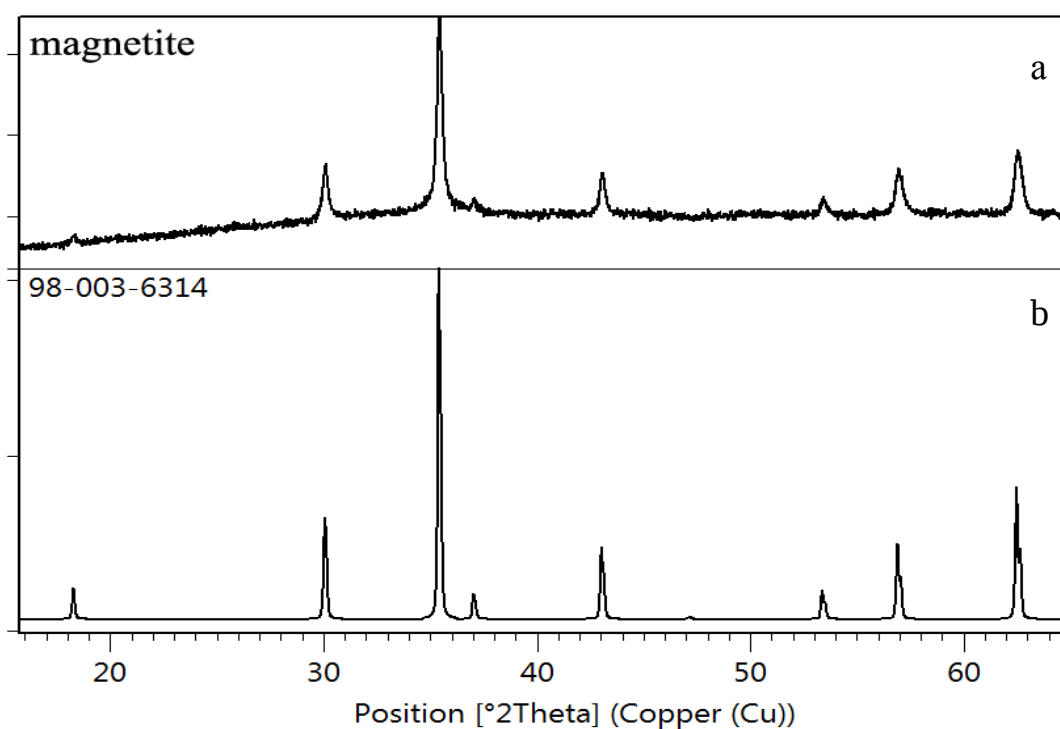


Рис. 1. Дифрактограммы нанопорошка магнетита: (a) полученного электрохимическим методом; (b) – база данных

Нанопорошок гематита $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ был синтезирован путём сжигания нитрат-органических прекурсоров. Дифрактограмма данного порошка представлена на рисунке 2.

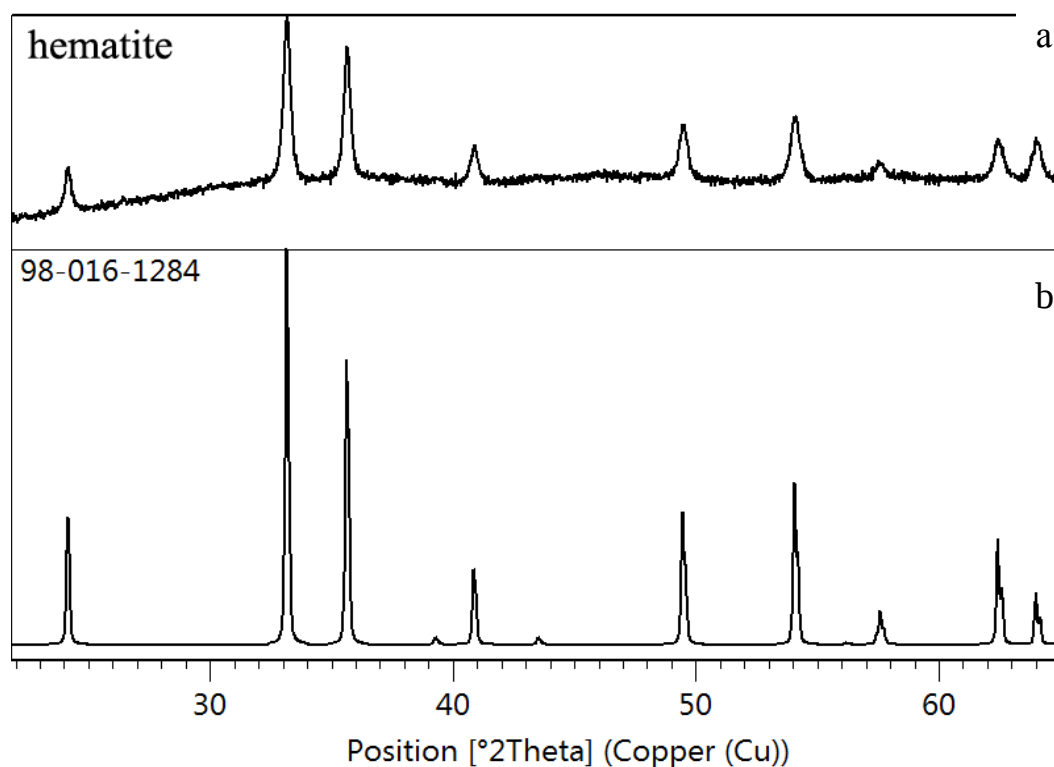


Рис. 2. (b) – база данных PAN-ICSD

При изменении начальных параметров этого метода можно получать нанопорошки, содержащие фазы и магнетита Fe_3O_4 и гематита $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$, в различных количественных

соотношениях, обладающие сильными магнитными свойствами. На рисунке 3 представлена рентгенограмма порошка. Фазовый состав этого порошка показал наличие 40% гематита и 60% магнетита. Размер кристаллитов можно регулировать, варьируя количеством «топлива» в составе раствора-прекурсора.

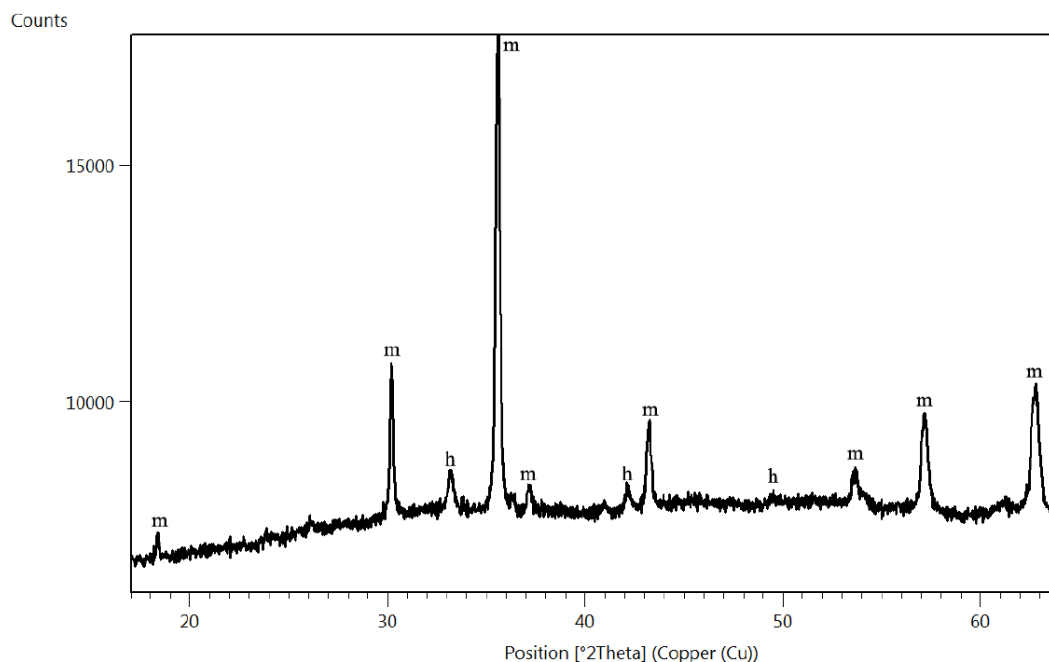


Рис.3 Рентгенограмма порошка

Рентгенограммы образцов были получены на дифрактометре PANalytical Empyrean series 2. Размеры кристаллитов определялся по формуле Шеррера (таблица 1).

Таблица 1. Средний размер кристаллитов, вычисленный по рентгенограммам методом Шеррера.

нанопорошок	Средний размер кристаллитов, нм.
магнетит	40-50
гематит	30-40
магнетит+гематит	30-50

Выводы

Разработанный электрохимический трехэлектродный метод позволяет получать нанопорошок магнетита в один этап. Другим преимуществом данного метода является то, что в качестве материала для электрода может быть использован железный шлам и лом.

Метода сжигания нитрат-органических прекурсоров не только упрощает процедуру получения гематита, но и позволяет контролировать дисперсность его кристаллитов. Варьируя технологическими параметрами в данном методе, можно получать нанопорошок, содержащий фазы гематита, и магнетита.

Разработанные технологии отличаются высокой ресурсо- и энергоэффективностью, а так же и дешевизной получаемого продукта.

Работа выполнена при финансовой поддержке Государственных заданий № № 2560 и 16.1103.2014/К.

Литература

1. W. Wang, Y. Zhu, M. Ruan, Microwave-assisted synthesis and magnetic property of magnetite and hematite nanoparticles, *J. Nanopart. Res.* 9 (2007) 419–426.
2. Y.T. He, J. Wan, T. Tokunaga, Kinetic stability of hematite nanoparticles: the effect of particle sizes, *J. Nanopart. Res.* 10 (2008) 321–332..
3. Bezukladova S. V., Naumenko V. YU., Akopdzhanov A. G., Shimanovskiy N. L. MAGNETIC IRON OXIDE NANOPARTICLES IN MAGNETIC FLUIDE HYPERTERMIA // *MHIZ* . 2013. №4-1 (11). С.5-9.
4. S.F. Chin, M. Makha, C.L. Raston, M. Saunders, Magnetite ferrofluids stabilized by sulfonato-calixarenes, *Chem. Commun.* 43 (2007) 1948–1950.

Алфавитный указатель авторов

Batani D.	160	Луценко Ю.Ю.	112
Benocci R.	160	Магомедов Б.М.	162
Dezulian R.	160	Магомедов М.А.	184
Dudzak R.	160	Майоров С.А.	35
Jakubowska K.	160	<u>Мейланов Р.П.</u>	81
Krousky E.	160	Мурлиева Ж.Х.	173
Pfeifer M.	160	Муртазаев А.К.	198, 199
Skala J.	160	Муртазаева А.А.	19, 188
Абдурегимов Э.И.	75	Мусаев Г.М.	162
Акимов П.Л.	50	Нуднова М.М.	65
Али Рафид Аббас Али	93	Нурмагомедов Ш.А.	207
Аливердиев А.	160	Омаров О.А.	81, 93, 140
Алиев З.М.	221	Омарова Н.О.	140
Алиева С.С.	176	Омарова П.Х.	140
Алисултанов З.З.	162, 165	Палчаев Д.К.	179, 211
Алиханов Н.М.	78	Панов В.А.	114
Алиханов Н.Р.	173	Петров А.В.	54
Амиров Р.Х.	78	Печеркин В.Я.	29, 114, 127
Анисимов В.Ф.	154	Полищук В.П.	54
Ашурбеков Н.А.	19, 69, 180	Поляков Д.Н.	118
Бадиев М.К.	199	Попов О.А.	124
Бобров В.Б.	26	Рабданов М.Х.	173, 221
Богданова Н.П.	152	Рагимханов Г.Б.	81, 93
Василяк Л.М.	16, 29	Рамазанов А.А.	69
Ветчинин С.П.	29, 114	Рамазанов А.Р.	19, 69
Владимиров В.И.	127	Рамазанов М.К.	198
Г. ван Хейст.	26	Рамазанов Ш.М.	215
Габышев Д.Н.	8	Ребров И.Е.	122
Гаджиев М.Х.	43, 47	Реис М.С.	168
Гаджиев С.М.	176	Ризаханов Р.Н.	58
Гаджимагомедов С.Х.	179	Рухадзе А.А.	8
Гашимов И.Ш.	180	Садыков С.А.	173
Гираев К.М.	180, 184	Саргсян М.А.	43
Головин А.И.	32	Свитнев С.А.	124
Голятина Р.И.	35	Сон Э.Е.	114
Грибов Ю.А.	39	Старшинов П.В.	124
Гусейханов М.К.	176	Сыроватка Р.А.	127, 130
Данилин А.Н.	191	Темиров А.Т.	216
Демиров Н.А.	43	Терешонок Д.В.	93, 136
Депутатова Л.В.	127	Тимофеев Н.А.	11
Ефимов Б.В.	191	Тригер С.А.	26, 39
Ибаев Ж.Г.	200	Тюфтяев А.С.	43
Ивонин В.В.	191, 194	Филинов В.С.	100
Иминов К.О.	19, 69	Хабибулаева А.М.	171
Исакаев Э.Х.	43, 47	Харети Ф.М.	140
Исрапов Э.Х.	165, 184	Хасбулатов А.М.	219
Исхаков М.Э.	78, 211	Хизриев М.А.	162
Катаржис В.А.	78	Хомич Ю.В.	122
Кожанова Т.В.	152	Храпак С.А.	149
Козлов А.В.	54	Чиннов В.Ф.	47
Коротеев А.С.	58	Шабанов Н.С.	179
Котов А.В.	54	Шавелкина М.Б.	78
Красночуб А.В.	62, 65	Шаихов Д.А.	216
Куликов Ю.М.	43, 114	Шахсинов Г.Ш.	19, 69
Курбанисмаилов В.С.	81, 93	Шурупов А.В.	54
Курбанова Д.Р.	198	Эмиров Р.М.	221
Лапицкий Д.С.	100	Юдаев Ю.А.	152, 154
Ларкин А.С.	104	Юнусов А.М.	156
Левченко В.А.	108	Ямщиков В.А.	122
Леонтьева Д.А.	112		

СОВРЕМЕННЫЕ ПРОБЛЕМЫ ФИЗИКИ ПЛАЗМЫ И
ФИЗИЧЕСКОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ

Материалы II Всероссийской конференции

(25 – 28 ноября 2015 г.)

Компьютерная верстка Иманов М.Б.

Подписано в печать 23.11.2015. Формат 60×84 1/8.

Усл. п.л. 28,25. Уч.-изд. л. 12,8.

Тираж 100 экз. Заказ

Издательство ДГУ
г. Махачкала, ул. Ярагского, 59^а