На правах рукописи

# ФАЙРУШИН ИЛЬНАЗ ИЗАИЛОВИЧ



## ХАРАКТЕРИСТИКИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО РАЗРЯДА

## В ПОТОКЕ ПЫЛЕВОЙ ПЛАЗМЫ

01.02.05 - механика жидкости, газа и плазмы

## ΑΒΤΟΡΕΦΕΡΑΤ

диссертации на соискание ученой степени кандидата технических наук

1 4 ARP 2011

Казань 2011

Работа выполнена на кафедре общей физики Казанского государственного технического университета им. А.Н. Туполева

Научный руководитель:

доктор технических наук, профессор Даутов Гали Юнусович

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук, профессор Гайсин Фивзат Миннебаевич

кандидат технических наук, Щербаков Виктор Дмитриевич

Ведущая организация

ОАО «Вакуумаш» г. Казань

Защита состоится «20» спретя 2011 г. в 10<sup>00</sup> часов на заседании диссертационного совета Д 212.079.02 при Казанском государственном техническом университете им. А.Н. Туполева по адресу: 420111, г. Казань, ул. К.Маркса, д. 10 (зал заседаний Ученого Совета).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Казанского государственного технического университета им. А.Н. Туполева.

Электронный вариант автореферата размещен на сайте Казанского государственного технического университета (www.kai.ru).

Автореферат разослан «И » карта 2011 г.

Ученый секретарь диссертационного совета

muy ?

А.Г. Каримова

### ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы. Пылевые частицы, находящиеся в плазме, приобретают электрический заряд и представляют собой дополнительный заряженный компонент плазмы. Однако свойства пылевой плазмы значительно богаче свойств обычной многокомпонентной плазмы электронов и ионов различного сорта. Пылевые частицы являются центрами рекомбинации плазменных электронов и ионов и, иногда, источником электронов (термо-, фото- и вторичная электронная эмиссия). Тем самым пылевой компонент может существенно влиять на ионизационное равновесие.

Заряд пылевых частиц не является фиксированной величиной, а определяется параметрами окружающей плазмы и может изменяться как во времени, так и в пространстве. Кроме того, заряд флуктуирует даже при постоянных параметрах окружающей плазмы, поскольку зарядка является случайным процессом. В силу большого заряда пылевых частиц потенциальная энергия электростатического взаимодействия между ними может принимать большие значения. Поэтому неидеальность подсистемы пылевых частиц реализуется значительно легче, чем неидеальность электрон-ионной подсистемы, хотя концентрация макрочастиц обычно значительно ниже концентраций электронов и ионов. Тем самым оказывается возможным появление ближнего порядка, и даже кристаллизация в системе пылевых частиц. Среди современных направлений исследований в области пылевой плазмы выделены следующие:

- образование упорядоченных структур, кристаллизация и фазовые переходы в системе пылевых частиц в различных типах плазмы;

 элементарные процессы в пылевой плазме, такие как зарядка пылевых частиц
 в различных условиях и при различных параметрах плазмы, взаимодействие между частицами в плазме, воздействие внешних сил на пылевые частицы;

- изучение свойств пылевой плазмы, образующейся в процессах плазменного напыления и производства порошков с заданными свойствами.

В связи с вышеизложенным, представляют интерес экспериментальные и теоретические исследования свойств пылевой плазмы и расширение возможностей её технологического применения.

Цель работы – изучение характеристик электрического разряда в потоке пылевой плазмы, состоящей из смеси продуктов сгорания пропана в кислороде и различных порошков.

#### Задачи исследования

1. Создание экспериментальной установки для исследования электрического разряда в потоке пылевой плазмы.

2. Исследование вольт-амперных характеристик разряда в потоке продуктов сгорания пропана в кислороде при добавке порошков К<sub>2</sub>CO<sub>3</sub>, KBr,

Na<sub>2</sub>CO<sub>3</sub> ·10H<sub>2</sub>O и KCl в диапазонах изменений силы тока от 10 мкА до 400 мА, напряжения 50-600 В, температуры плазмы 1400-2000 К.

3. Определение распределений потенциала, напряженности электрического поля и объемной плотности заряда вдоль разрядного промежутка в потоке продуктов сгорания пропана в кислороде и порошка KCl.

4. Определение критических значений силы тока и напряжения, определяющих границу перехода разряда в электрическую дугу в потоке смесей продуктов сгорания пропана в кислороде при добавке порошков KCl, K<sub>2</sub>CO<sub>3</sub>, KBr и Na<sub>2</sub>CO<sub>3</sub> 10H<sub>2</sub>O.

5. Расчет распределения потенциала и концентрации электронов вокруг и внутри сферических пылевых частиц с учетом влияния температуры, радиуса частиц и их концентрации. Получение аналитических формул для расчетов количества электронов, эмитированных пылевой частицей. Изучение влияния температуры и радиуса частиц на выход электронов из пылевых частиц.

#### Научная новизна

1. На созданной установке впервые экспериментально определены распределения потенциала и напряженности электрического поля вдоль разрядного промежутка в потоке смеси продуктов сгорания пропана в кислороде и различных порошков.

2. С использованием экспериментальных данных рассчитано распределение объемной плотности заряда.

3. Установлены зависимости этих распределений от напряжения электрического поля, температуры, расхода порошка и рабочего газа.

4. Впервые теоретически рассчитан выход электронов из пылевых частиц с учетом концентрации электронов в их зоне проводимости, а также их радиуса, температуры и концентрации.

5. Получены аналитические формулы для распределений потенциала и концентрации электронов внутри твердой частицы и окружающем ее пространстве.

#### Практическая ценность

Полученные результаты позволяют рассчитывать параметры технологических процессов плазменного напыления различных материалов и получения порошков с различными свойствами.

Установленные закономерности создают предпосылки для разработки принципиально новых методов управления свойствами пылевой плазмы для различных производственных процессов. Полученные данные можно использовать для описания процессов взаимодействия пылевых частиц.

Работа отмечена следующими грантами: молодежный грант АН РТ по теме «Статистическая теория пылевой плазмы» (2007 г.), грант «У.М.Н.И.К.» по теме «Исследование свойств макрочастиц пылевой плазмы» (2010 г.).

Научная и практическая значимость работы подтверждена актом об использовании результатов диссертационной работы.

#### На защиту выносятся

1. Результаты экспериментальных исследований характеристик электрического разряда в потоке смеси продуктов сгорания пропана в кислороде и порошков KCl, K<sub>2</sub>CO<sub>3</sub>, KBr и Na<sub>2</sub>CO<sub>3</sub> ·10H<sub>2</sub>O.

2. Теоретические формулы для расчета распределений потенциала электрического поля и концентрации электронов.

3. Результаты теоретических расчетов выхода электронов из пылевых частиц с учетом концентрации электронов в их зоне проводимости, а также их радиуса и температуры.

Степень достоверности научных результатов. Достоверность и обоснованность полученных в работе результатов подтверждается следующим: исследования проведены с применением аттестованных измерительных приборов высокого класса точности на стабильно функционирующей установке С хорошей повторяемостью результатов; использованы физически обоснованные методики измерений; расчет погрешностей измерений выполнен математической применением методов статистики И результаты С экспериментов сопоставлены с известными опытными и теоретическими данными.

Апробация работы. Основные результаты диссертационной работы докладывались и обсуждались на следующих международных конференциях: Международная научная конференция «Туполевские чтения» Казань, 2004, 2005, 2006, 2007, 2008 гг.; Международная конференция "Plasma physics and plasma technology", Минск, 2009; Седьмая международная научно-практическая конференция «Исследование и разработка и применение высоких технологий в промышленности», Санкт-Петербург, 2009.

Публикации. По теме диссертации опубликовано 12 научных работ. Из них: 9 – тезисы докладов на международных и республиканских конференциях, 4 статьи в журналах, рекомендованных ВАК для публикации основных результатов диссертации.

Структура и объем работы. Диссертация общим объемом 105 страниц, состоит из введения, 4-х глав, содержащих 46 рисунков и 5 таблиц, выводов, библиографического списка из 147 наименований.

### ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обоснована актуальность темы, изложены научная новизна, практическая значимость работы и основные положения, выносимые на защиту.

В первой главе дан обзор литературы по вопросам, связанным с получением, исследованием и применением пылевой плазмы. Представлен анализ исследований процессов зарядки и взаимодействия пылевых частиц в плазме. В конце главы сформулированы цель и задачи диссертации.

Во второй главе содержится описание экспериментальной установки и приведены методики проведения экспериментов.

Принципиальная схема экспериментальной установки представлена на рис. 1.



Основными частями установки являются: вольфрамовые электроды (анод *1* и катод 2) в виде стержня длиной 13 см и диаметром 10 мм установленные на керамических изоляторах 5; дозатор 3, вибратор 8; платинородиевая термопара 4, которая вводится в область горения 18; горелка 6; милливольтметр 7; микроамперметр 9; вольтметры 10 и 11; источник питания 12; ротаметр 13; пропановый редуктор с манометром 14; газовый баллон 15; кислородный редуктор 16; кислородный баллон 17; зонд 19 и координатное устройство 20 для перемещения зонда вдоль разрядного промежутка.

Напряжение на электроды подается от стабилизированного блока питания СБП. Он обеспечивает получение напряжения от 20 до 1500 В и постоянного тока от 0 до 300 мА.

Для измерения распределения потенциала использовался электростатический зонд с вольтметром. Зонд представляет собой вольфрамовую проволоку диаметром 0,3 мм, помещенную в керамическую трубку. За начало отсчета потенциала был принят потенциал катода. С целью получения распределения потенциала вдоль разрядного промежутка зонд был закреплен на координатном устройстве. Координатное устройство позволяло перемещать зонд с минимальным шагом 0,1 мм.

Для подачи порошка в пламя служит дозатор. Дозатор изготовлен из стеклянной мензурки с измерительными делениями, нижний конец которой в виде конуса имеет калиброванное отверстие диаметром 0,8 мм. Порошок через это отверстие проходит только при включении вибратора. Тарирование дозатора производили следующим образом. Дозатор заполняли порошком и включали вибратор. Одновременно включали электронный секундомер с ценой деления 0,1 с. Определяли время прохождения всего объема порошка через отверстие мензурки. Затем на аналитических весах типа АДВ – 200 М (класс точности 2 с ценой деления ±1 мг) определяли массу *М* порошка. Секундный массовый расход порошка определяли по формуле

$$f = \frac{M}{\tau} \tag{1}$$

и он в условиях описанных экспериментов составлял f = 0.015 г с<sup>-1</sup> с погрешностью менее 0.5%.

Для измерения температуры пламени использовали платино – платино – родиевую термопару типа ПР-30/6, которая позволяет проводить измерения до 2000°С. Термоэлектродвижущая сила, создаваемая термопарой, измерялась с помощью милливольтметра типа М-136 (класс точности 1,0, цена деления 0,2 мВ). При этом были использованы градуировочные таблицы ГОСТ-3044-61.

Для создания потока продуктов сгорания пропана была использована сварочная горелка типа Г2-06. Она состоит из корпуса, вентиля кислородного баллона, вентиля пропанового баллона, штуцера, ниппеля и накидной гайки с правой резьбой для подачи кислорода, и штуцера, ниппеля и накидной гайки с левой резьбой для подачи пропана. К корпусу крепится наконечник, состоящий из смесительной камеры, инжектора, трубки, ниппеля, сопла. Диаметр выходного отверстия сопла  $d_c = 1,5$  мм.

Расход пропана контролировался с помощью ротаметра типа РМ-А-0,25 ГУЗ, который имеет вертикальную равномерную шкалу высотой 50 мм и условный проход 3 мм. Состав газа: пропан – 45%, бутан – 55%, малые примеси метана, этана и изобутана. Пламя горелки проходило через область, в которой расположены катод и анод. Когда пропан горел в воздухе, температура пламени достигала 875°С. Для дальнейшего повышения температуры в горелку начинали подавать кислород. Для этого открывали вентиль кислородного баллона и с помощью кислородного редуктора типа РК-70 устанавливали на выходном манометре давление 2,5 атм. При этом можно было устанавливать температуру пламени до 2000°С.

Для получения порошка с узким интервалом величины диаметра частиц, исходный полидисперсный порошок просеивался через двойную сетку. Размер ячеек сеток, таким образом, определял величины границы размеров частиц. В работе использовались сетки размерами ячеек 0,15 мм, 0,3 мм и 0,5 мм. Соответственно получали порошок, диаметры частиц которого были в двух интервалах от 0,15 мм до 0,3 мм и от 0,3 мм до 0,5 мм. Таким образом можно было исследовать влияние размеров частиц на характеристики разряда.

В третьей главе теоретически рассчитан выход электронов из пылевых частиц с учетом концентрации электронов в их зоне проводимости, а также их

радиуса, температуры и концентрации. Получены аналитические формулы для распределений потенциала и концентрации электронов внутри твердой частицы, и окружающем ее пространстве.

Свойства электронного газа в твердых частицах существенно зависят от числа электронов, находящихся в зоне проводимости. В металлах концентрация электронов в зоне проводимости большая и поэтому электронный газ является вырожденным в широком диапазоне изменения температуры. В полупроводниках концентрация электронов в зоне проводимости мала и поведение электронного газа описывается распределением Больцмана-Максвелла.

Рассмотрим распределения потенциала и концентрации электронов в пылевой плазме при низких температурах. Будем считать, что радиус твердой частицы R, концентрация электронов и дырок соответственно равны  $n_e$  и  $n_i$ . Пусть  $n_i$ =const.

Если параметры системы меняются в пространстве, то условием равновесия будет:

$$\mu + e\varphi = const, \tag{2}$$

$$\mu_0 + e\phi_0 = \mu + e\phi, \qquad (3)$$

где µ<sub>0</sub> и  $\phi_0$  значения энергии Ферми и потенциала в некоторой точке пространства, *е* – заряд электрона. Отсюда следует

$$\mu = \mu_0 + e(\phi_0 - \phi).$$
 (4)

В случае вырожденного электронного газа

$$\mu = \frac{h^2}{2m} \left(\frac{3n_e}{8\pi}\right)^{2/3},\tag{5}$$

$$\mu_0 = \frac{h^2}{2m} \left(\frac{3n_{e0}}{8\pi}\right)^{2/3},$$
 (6)

где m – масса электрона, h – постоянная Планка,  $n_{e0}$  – концентрация электронов в точке, где потенциал равен  $\varphi_0$ . За начало отсчета можем взять  $\varphi_0 = 0$ . Тогда из (3) получается

$$\mu = \mu_0 - e\varphi \tag{7}$$

или

$$\mathbf{u} = \boldsymbol{\mu}_0 + q\boldsymbol{\varphi} \,. \tag{8}$$

Здесь q = |e|.

Из теоремы Гаусса для сферически симметричной задачи в области  $0 \le r \le R$  получается известное уравнение Пуассона

Ļ

$$\frac{d}{dr}\left(r^{2}\frac{d\varphi}{dr}\right)+\frac{q}{\varepsilon\varepsilon_{0}}\left(n_{i}-n_{e}\right)r^{2}=0.$$
(9)

Найдем значение концентрации электронов n<sub>e</sub>. С учетом (4) можем записать

$$n_e = \frac{16\sqrt{2}\pi m^{3/2}}{3h^3} \mu^{3/2} \,. \tag{10}$$

Подставляя µ из (8), находим

$$n_{e} = \frac{16\sqrt{2}\pi m^{3/2}}{3h^{3}} \left(\mu_{0} + q\phi\right)^{3/2}.$$
 (11)

Если ввести безразмерный потенциал

$$\Psi_1 = \frac{q\varphi}{\mu_0}.$$
 (12)

(11) запишется как

$$n_e = \frac{16\sqrt{2\pi m^{3/2}}}{3h^3} \mu_0^{3/2} (1+\psi_1)^{3/2}.$$
 (13)

С учетом выражения (6) находим

$$n_e = n_{e0} (1 + \psi_1)^{3/2} \,. \tag{14}$$

Из (12) и (14) следует

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left( r^2 \frac{d}{dr} \frac{\mu_0 \Psi_1}{q} \right) + \frac{q}{\epsilon \varepsilon_0} \left( n_i - (1 + \Psi_1)^{3/2} n_{\epsilon 0} \right) = 0.$$
(15)

Введением безразмерного радиуса  $x = \frac{r}{R}$  это уравнение приводится к виду

$$\frac{1}{x^2} \frac{d}{dx} \left( x^2 \frac{d\psi_1}{dx} \right) + \frac{q^2 R^2}{\varepsilon \varepsilon_0 \mu_0} \left( n_i - (1 + \psi_i)^{3/2} n_{e0} \right) = 0.$$
 (16)

Вводя величину  $\frac{n_i}{n_{c0}} = \bar{n_i}$  из (16) получим

$$\frac{1}{x^{2}}\frac{d}{dx}\left(x^{2}\frac{d\psi_{1}}{dx}\right) + \frac{q^{2}R^{2}}{\varepsilon\varepsilon_{0}\mu_{0}}n_{e0}\left(\bar{n}_{i} - (1+\psi_{1})^{3/2}\right) = 0.$$

Обозначим  $a^2 = \frac{q^2 R^2 n_{e0}}{\mu_0 \varepsilon \varepsilon_0}$ . Тогда

$$\frac{1}{x^2} \frac{d}{dx} \left( x^2 \frac{d\psi_1}{dx} \right) - a^2 \left( \left( 1 + \psi_1 \right)^{3/2} - \bar{n_i} \right) = 0.$$
(17)

Рассмотрим случай, когда  $|\psi_1| << 1$ . Разложим величину  $(1 + \psi_1)^{3/2}$  в ряд и ограничимся первыми двумя членами:

$$(1+\psi_1)^{3/2} = 1 + \frac{3}{2}\psi_1.$$
(18)

С учетом этого выражения из (17) получено

$$\frac{1}{x^2} \frac{d}{dx} \left( x^2 \frac{d\psi_1}{dx} \right) = a^2 \left( 1 + \frac{3}{2} \psi_1 - \bar{n}_i \right).$$
(19)

Начальные условия для данного уравнения  $\psi_1(0) = 0$ ,  $\psi'_1(0) = 0$ .

В области *R* < *r* ≤ *l*, где 2*l* – расстояние между центрами соседних частиц, *n*=0 и поэтому уравнение (19) принимает вид

$$\frac{1}{x^2}\frac{d}{dx}\left(x^2\frac{d\psi_2}{dx}\right) = a^2\left(1+\frac{3}{2}\psi_2\right).$$
(20)

Одним из граничных условий для  $\psi_2(x)$  является  $\psi_2(\lambda) = 0$ , где  $\lambda = \frac{l}{R}$ , 2*l* - расстояние между двумя соседними частицами. При *x*=1 должны выполняться граничные условия:  $\psi_1(1) = \psi_2(1)$ ,  $\psi_1(1) = \psi_2(1)$ .

Из решения (19) и (20), получены следующие формулы для распределения потенциала

$$\psi_{1}(x) = \frac{2}{3} \frac{e^{a}(a-1) - \left(\frac{a\lambda - 1}{a\lambda + 1}\right)e^{a(2\lambda - 1)}(a+1)}{2a\left(e^{a}(a-1) - (a+1)\left(\frac{a\lambda - 1}{a\lambda + 1}\right)e^{a(2\lambda - 1)} + 1 + \left(\frac{a\lambda - 1}{a\lambda + 1}\right)e^{2a\lambda}\right)} \left(\frac{\left(e^{ax} - e^{-ax}\right)}{x} - 2a\right), \quad 0 \le x \le 1$$

$$\psi_{2}(x) = \frac{2}{3} \left(\frac{e^{a}(a-1) - (a+1)\left(\frac{a\lambda - 1}{a\lambda + 1}\right)e^{a(2\lambda - 1)} + 1 + \left(\frac{a\lambda - 1}{a\lambda + 1}\right)e^{a(2\lambda - x)}}{2a\left(e^{a}(a-1) - (a+1)\left(\frac{a\lambda - 1}{a\lambda + 1}\right)e^{a(2\lambda - 1)} + 1 + \left(\frac{a\lambda - 1}{a\lambda + 1}\right)e^{2a\lambda}}\right)} - \frac{1}{x} + \frac{1}{x} \le x$$

В случае невырожденного электронного газа с учетом распределения Больцмана для электронов

$$n_e = n_{e0} e^{\frac{q \varphi}{kT}} \tag{21}$$

из уравнения (9) получается известное уравнение Пуассона-Больцмана

$$\frac{\varepsilon\varepsilon_0}{r^2}\frac{d}{dr}\left(r^2\frac{d\varphi}{dr}\right) = \left(n_{e0}e^{\frac{g\varphi}{kT}} - n_i\right)q.$$
(22)

Введением безразмерных величин  $\frac{r}{R} = x$ ,  $\frac{q\phi}{kT} = \phi_1$ ,  $\frac{n_i}{n_{e0}} = \overline{n_i}$  из (22) следует

$$\frac{1}{2} \cdot \frac{d}{dx} \left( x^2 \frac{d\phi_1}{dx} \right) - b^2 \left( e^{\phi_1} - \overline{n_i} \right) = 0, \qquad b^2 = \frac{q^2 R^2 n_{e0}}{k T \varepsilon \varepsilon_0}.$$
 (23)

В случае | ф<sub>1</sub> | << 1

 $e^{\phi_1} = 1 + \phi_1.$ 

С учетом этого выражения (23) принимает вид

$$\frac{1}{x^2} \cdot \frac{d}{dx} \left( x^2 \frac{d\phi_1}{dx} \right) = b^2 \left( 1 + \phi_1 - \overline{n_i} \right). \tag{24}$$

Решая данное уравнение, получаем следующие выражения для распределения потенциала

$$\phi_1(x) = \frac{e^b(b-1) - \left(\frac{b\lambda - 1}{b\lambda + 1}\right)e^{b(2\lambda - 1)}(b+1)}{2b\left(e^b(b-1) - \left(b+1\right)\left(\frac{b\lambda - 1}{b\lambda + 1}\right)e^{b(2\lambda - 1)} + 1 + \left(\frac{b\lambda - 1}{b\lambda + 1}\right)e^{2b\lambda}}\right)} \left(\frac{e^{bx} - e^{-bx}}{x} - 2b\right), \quad 0 \le x \le 1 \quad (25)$$

$$\phi_{2}(x) = \frac{e^{b}(b-1) + e^{-b}(b+1)}{2b\left(e^{b}(b-1) - (b+1)\left(\frac{b\lambda-1}{b\lambda+1}\right)e^{b(2\lambda-1)} + 1 + \left(\frac{b\lambda-1}{b\lambda+1}\right)e^{2b\lambda}}\right)\left(\frac{e^{bx} + \left(\frac{b\lambda-1}{b\lambda+1}\right)e^{b(2\lambda-x)}}{x}\right) - 1. \ 1 < x \le \lambda$$
(26)

На рис. 2 и 3 показаны графики распределения потенциала электрического поля по радиусу твердой частицы. Как видно из рис. 2, внутри частицы с ростом *r* потенциал сначала уменьшается медленно, затем при приближении к поверхности частицы он уменьшается очень быстро. Это объясняется возникновением очень большого градиента концентрации электронов вблизи поверхности. Соответственно возникает большая напряженность электрического поля.



Поскольку потенциал и концентрация электронов непосредственно связаны формулой Больцмана (21), с ростом r в области  $r \approx R$  величина  $n_e$  резко уменьшается. С удалением от частицы скорость изменения  $n_e$  уменьшается и в

точке r = l выполняется условие  $\frac{dn_e}{dr} = 0$ .

Сравнение графиков рис. 4 показывает, что при более высоких температурах с ростом *r* внутри частицы концентрация электронов уменьшается быстрее. Однако концентрация электронов вне частицы с повышением температуры растет, что видно из сравнения графиков рис. 5.



Рис. 4. Распределение концентрациии электронов в области  $0 \le r \le R$  при  $R = 20 \cdot 10^{-6} \text{ м}, \quad n_{e0} = 10^{18} \text{ м}^{-3}$  (кривые 1; 2 соответствуют T = 1000 K; T = 2000 K)



Рис. 5. Распределение концентрациии электронов в области  $R < r \le l$  при  $R = 20 \cdot 10^{-6} \text{ м}, \quad n_{e0} = 10^{16} \text{ м}^{-3}$  (кривые 1; 2 соответствуют T = 1000 K; T = 2000 K) Как и следовало ожидать, количество эмитированных электронов -  $N_e$  с ростом R и T увеличивается. Из рисунков 6 и 7 видно, что при указанных параметрах частица испускает порядка  $10^4 - 10^5$  электронов. Это говорит о высокой эффективности использования твердых частиц с целью повышения электропроводности плазмы при низких температурах.







**В четвертой главе** приведены результаты экспериментальных исследований характеристик электрического разряда в потоке продуктов сгорания при добавлении порошков.

В экспериментах температура на оси потока не превышала 2000 К. При таких низких температурах термической ионизацией можно было пренебрегать. Таким образом, в условиях проводимых экспериментов заряженные частицы возникали за счет эмиссии электронов пылевыми частицами. Исследуемый разряд поддерживался заряженными частицами, поступающими в межэлектродную область вместе с потоком газа. Следовательно, этот разряд является несамостоятельным. Однако в отличие от ранее исследованных несамостоятельных разрядов часть заряженных частиц выносится этим же потоком из межэлектродной области.

Из рис. 8 и 9 видно, что начальные участки вольт-амперных характеристик являются линейными, что является одним из главных признаков несамостоятельного разряда. Сравнение графиков этих рисунков с кривыми на рис. 10 показывает существенное увеличение силы тока при подаче порошка. Также сила тока зависит от размеров частиц порошка, что видно из рис. 8 и 9. При подаче более мелкого порошка сила тока в 5 раз больше, чем при подаче более крупного порошка (рис. 9). Это говорит о возрастании эмиссии электронов при делении твердой частицы на более мелкие, что подтверждает результаты теоретических расчетов.

При больших напряжениях и высоких температурах появляется отклонение характеристик от линейной зависимости, что свидетельствует о ионизационного усиления тока. Описанные в литературе начале несамостоятельные разряды при дальнейшем увеличении силы тока последовательно переходят в тихий самостоятельный разряд, нормальный тлеющий разряд, аномальный тлеющий разряд и дуговой разряд. Кривая 1 рис. 8 показывает, что разряд в потоке пылевой плазмы после участка ионизационного усиления может переходить в дугу, минуя вышеперечисленные стадии. Таким образом, разряд в пылевой плазме существенно отличается от ранее исследованных электрических разрядов.





Сравнение графиков рисунка 10 показывает увеличение силы тока при повышении температуры. При заданном напряжении сила тока растет с повышением температуры.







На рис. 11 и 12 представлены распределения потенциала вдоль разрядного промежутка. Поверхность катода располагается в сечении z=0, а поверхность анода – в сечении z=10 мм. За начало отчета потенциала принят потенциал катода. Из этих рисунков видно, что в прикатодной области I с ростом z потенциал резко возрастает, в области II с ростом z потенциал растет медленно, практически по линейному закону. В прианодной области III снова начинается заметный рост потенциала. Проводимость плазмы увеличивается с ростом температуры, так как увеличивается выход электронов из пылевых частиц. Поэтому при более высокой температуре значение потенциала в областях I и II меньше, чем при более низкой температуре. Сравнение графиков рис. 11 и 12 показывает, что при заданном напряжении разряда распределение потенциала зависит от подачи порошка и размеров пылевых частиц. На участках I и II при подаче порошка потенциал меньше, чем в случае разряда в потоке продуктов сгорания без порошка. Этот потенциал уменьшается с уменьшением диаметра пылевой частицы. Таким образом, подтверждаются основные выводы теоретических исследований главы 3.



Рис.11. Распределение потенциала вдоль разрядного промежутка при *To*=1400 *K*, *U*=300 *B*(1-без порошка, *I*=0.009 *мА*; *2* при *d*=0,3-0,5 *мм*, *I*=0.15 *мА*; *3* при *d*=0,15-0,3 *мм*, *I*=0.3 *мА*)



разрядного промежутка при T<sub>0</sub>=1500 K, U=300 В, при различных значениях d (1-без порошка, I=0.01 мA; 2- d=0,3-0,5 мм, I=0.16 мA и 3- d=0,15-0,3 мм, I=0.3 мA)

Проекция напряженности электрического на ось z равна

$$E_{z} = -\frac{\partial \varphi}{\partial z} \approx -\frac{\Delta \varphi}{\Delta z}, \qquad (27)$$

где  $\Delta \varphi$  разность потенциалов между двумя соседними точками, а  $\Delta z$ -расстояние между этими точками. Изменение напряженности электрического поля по сечению разряда очень мало и поэтому можно считать  $E = |E_z|$ .

На рис. 13 и 14 показаны распределения напряженности электрического поля в межэлектродном промежутке. Как видно из них, величина E в прикатодной области I очень большая и с ростом z она сначала уменьшается, достигает минимального значения и в области II остается почти постоянной, далее в прикатодной области III снова несколько возрастает. Сравнение графиков рис. 13 и 14 показывает рост протяженности области I с увеличением силы тока. Это объясняется тем, что здесь концентрация электронов мала и заряд в основном переносится пылевыми частицами и E возрастает.



Рис.13. Распределение напряженности электрического поля вдоль разрадного промежутка при  $T_0=1400$  K, U=300 B (1-без порошка, I=0.009 мA; 2 при d=0,3-0,5 мм, I=0.15 мA; 3 при d=0,15-0,3 мм, I=0.3 мA)



Рис.15. К- катод, А- анод



чис. 14. гаспределение напряженности электрического поля вдоль разрядного промежутка при T≈1500 K, U=300 B, при различных значениях d (1-без порошка, I=0.01 мA; 2- d=0,3-0,5 мм, I=0.16 мA н 3- d=0,15-0,3 мм, I=0.3 мA)

Стационарный разряд между катодом и анодом может существовать только случае в постоянного поступления электронов и положительно заряженных пылевых частиц за счет их движения вместе с потоком газа со скоростью  $\tilde{S}($ рис.15). движения Скорости электронов И пылевых частиц в направлении оси у могут отличаться в зависимости от

расстояния от места подачи пылевых частиц в поток до места расположения электродов. С целью упрощения анализа допустим равенство их скоростей движения  $S_e = S_p = S = const$ . В этом приближении уравнения неразрывности

для электронного газа и пылевых частиц записываются в виде

$$\frac{\partial(n_e V_{ee})}{\partial z} + S \frac{\partial n_e}{\partial y} = 0, \qquad (28)$$

$$\frac{\partial(n_{p}V_{px})}{\partial z} + S \frac{\partial n_{p}}{\partial y} \approx 0.$$
<sup>(29)</sup>

Плотности токов определяются выражениями

$$\vec{j}_e = n_e e \vec{V}_e, \tag{30}$$

$$\vec{j}_p = n_p q_p \vec{V}_p. \tag{31}$$

Учтем известные уравнения движения заряженных частиц в электрическом поле

$$\vec{V}_{e} = -b_{e}\vec{E}, \ \vec{V}_{p} = b_{p}\vec{E},$$

где *b*, и *b*<sub>р</sub> подвижности электронов и пылевых частиц соответственно. Отсюда находим

$$\vec{j} = \vec{j}_{\rho} + \vec{j}_{e} = q \left( N n_{\rho} b_{\rho} - n_{e} b_{e} \right) \vec{E} , \qquad (32)$$

где  $q_p = qN$ . Модуль вектора плотности тока j определяется формулой

$$j = q \left( N n_p b_p + n_e b_e \right) E \tag{33}$$

Распределение потенциала электрического поля описывается уравнением Пуассона

$$\Delta \varphi = -\frac{\rho}{\epsilon \epsilon_0}, \qquad (34)$$

где

$$\rho = q(N \cdot n_p - n_e). \tag{35}$$

Изменение напряженности электрического поля по сечению разряда очень мало и поэтому в (32) и (33) можно полагать  $\vec{E} = \vec{E}_z$ . В таком приближении из уравнения (34) находим

$$\frac{dE_z}{dz} = \frac{\rho}{\epsilon\epsilon_a}.$$
 (36)

Масса пылевой частицы  $m_p$  на много порядков больше массы электронов.

заряда вдоль разрядного промежутка при *Т*,=1400 *K*, *U*=300 В (1 при *d*=0,3-0,5 *мм*, *I*=0.15 *мА*; 2 при *d*=0,15-0,3 *мм*, *I*=0.3 *мА*) Поэтому  $b_e >> b_p$  и электроны быстро уходят из прикатодной области в сторону анода, а пылевые частицы медленно уходят из прианодной области катода. в сторону Таким образом, у катода возникает положительный объемный заряд, а у анода небольшое количество отрицательного объемного заряда (рис.16). Этот вывод согласуется с расчетов, результатами представленными на рис. 16.

Как видно, в области *I* имеется значительный положительный заряд и плазма не является квазинейтральной.

#### выводы

1. На основе анализа результатов опубликованных работ по изучению свойств пылевой плазмы и электрического разряда в потоке пылевой плазмы выявлено современное состояние исследований в этом направлении.

 Создана экспериментальная установка для исследования характеристик электрического разряда в потоке продуктов сгорания пропана в кислороде при добавлении различных порошков.

 Теоретически рассчитаны распределения потенциала и концентрации электронов вокруг и внутри пылевых частиц с учетом влияния температуры, радиуса частиц и их концентрации.

4. Экспериментально определены и исследованы вольт-амперные характеристики электрического разряда в потоках смеси продуктов сгорания пропана в кислороде и порошков К<sub>2</sub>СО<sub>3</sub>, КВг, Na<sub>2</sub>CO<sub>3</sub> 10H<sub>2</sub>O, КСІ при атмосферном давлении в диапазоне изменения температуры 1400-2000 К, силы тока от 10 мкА до 400 мА и напряжения 50-600 В. Получены распределения потенциала и напряженности электрического поля вдоль разрядного промежутка в потоке пылевой плазмы. Рассчитаны распределения объемной плотности заряда вдоль разрядного промежутка.

5. Исследовано влияние размеров макрочастиц на ВАХ разряда в потоке пылевой плазмы.

#### Основные положения диссертации опубликованы в работах:

Научные статьи, опубликованные в журналах, рекомендованных ВАК:

1. Файрушин И.И. Исследование распределений потенциала и концентраций электронов в пылевой плазме / Даутов Г.Ю., Сабитов Ш.Р., Файрушин И.И.// Вестник КГТУ им. А.Н.Туполева. –2007. –№1. – С. 29-32.

2. Файрушин И.И. Распределения концентрации электронов и потенциала в двойном электрическом слое / Даутов Г.Ю., Даутов И.Г., Файрушин И.И.// Вестник КГТУ им. А.Н.Туполева. – 2009. – №1. – С. 57-59.

3. Файрушин И.И. Электрический разряд в потоке пылевой плазмы / Даутов И.Г., Марданшин Р.М., Файрушин И.И., Ашрапов Т.Ф.// Вестник КГТУ им. А.Н.Туполева. – 2010. – №3. – С. 143-148.

4. Файрушин И.И. Влияние химического состава макрочастиц на характеристики разряда в пылевой плазме / Даутов И.Г., Кашапов Н.Ф., Марданшин Р.М., Файрушин И.И. // Вестник КГТУ им. А.Н.Туполева. – 2010. – №4. – С. 134-136.

## Работы, опубликованные в других изданиях:

5. Файрушин И.И. Распределение концентраций молекул неоднородного газа в потенциальном поле / Гисматуллин Н.К., Файрушин И.И. // Туполевские чтения. Материалы международной молодежной научной конференции. Казань, 2004 Т. 2. – С. 56-57.

6. Файрушин И.И. Распределение потенциала и концентрации электронов в пылевой плазме / Файрушин И.И. // Туполевские чтения. Материалы международной молодежной научной конференции. Казань, 2006 Т. 2. – С. 172-173.

7. Файрушин И.И. Исследование явления экзоэлектронной эмиссии / Файрушин И.И., Ахметшина Л. К. // Туполевские чтения. Материалы международной молодежной научной конференции. Казань, 2007 Т. 2. – С. 147-148.

8. Файрушин И.И. Исследование распределения потенциала и концентрации электронов в пылевой плазме / Файрушин И.И. // Туполевские чтения. Материалы международной молодежной научной конференции. Казань, 2007 Т. 2. – С. 141-142.

а. Дан 1997 г. 9. Файрушин И.И. Application of "jellium" model for the description of properties of macroparticles in a two-component dusty plasma / Даутов И.Г., Файрушин И.И., Новиков К.А. // Сборник трудов 6 международной конференции «Физика плазмы и плазменные технологии» г. Минск, 2009 г. Т. 2. – С. 784-787.

10. Файрушин И.И. Моделирование физических процессов в пылевой плазме / Даутов Г.Ю., Файрушин И.И.// сборник трудов 7 международной конференции «Исследование, разработка и применение высоких технологий в промышленности» г. Санкт-Петербург, 2009 г. Т. 2. – С. 101-103.

11. Файрушин И.И. Расчет работы выхода электрона из пылевой частицы для двухкомпонентной пылевой плазмы / Даутов И.Г., Файрушин И.И., Новиков К.А. // сборник трудов научно-технической конференции «Низкотемпературная плазма в процессах нанесения функциональных покрытий» г. Казань, 2009 г. – С. 161-167.

12. Файрушин И.И. Влияние химического состава макрочастиц на характеристики разряда в пылевой плазме / Даутов И.Г., Файрушин И.И., Новиков К.А. // сборник трудов научно-технической конференции «Низкотемпературная плазма в процессах нанесения функциональных покрытий» г. Казань, 2009 г. – С. 155-161.

Соискатель

И.И. Файрушин

Формат 60х84 1/16. Бумага офсетная. Печать офсетная. Печ.л. 1,0. Усл.печ.л. 0,93. Уч.-изд.л. 1,0. Тираж 100. Заказ О21.

Издательство Казанского государственного технического университета Типография Издательства Казанского государственного технического университета 420111, Казань, К. Маркса, 10