

УДК 532.525.2:537.221:662.613

© 2004 г. А.Б. ВАТАЖИН, Д.А. ГОЛЕНЦОВ, В.А. ЛИХТЕР, К.Е. УЛЫБЫШЕВ

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ И ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРИЗАЦИИ ПОВЕРХНОСТЕЙ ПРИ ИХ ОБТЕКАНИИ ПРОДУКТАМИ СГОРАНИЯ

Проведено экспериментальное и численное исследование электризации охлаждаемых и неохлаждаемых поверхностей, обтекаемых продуктами сгорания, при наличии в потоке электрически заряженных частиц сажи. Определены токи зарядки внутренней поверхности цилиндра, обтекаемой продуктами сгорания (пропана в воздухе) с относительно большим содержанием сажи, и токи зарядки охлаждаемого и неохлаждаемого цилиндра, находящегося в струе продуктов сгорания с малым содержанием сажи. Для обнаруженных в экспериментах новых эффектов построены физико-математические модели и проведен их теоретический и численный анализ.

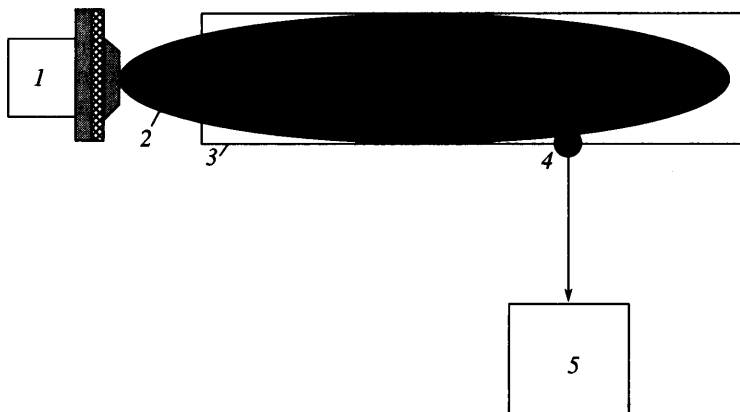
*Ключевые слова:* электризация, электродиффузия, продукты сгорания, токи зарядки, эксперимент, численное моделирование.

Электризация поверхностей, обтекаемых высокотемпературным потоком газа, происходит вследствие развития в пограничном слое электрических диффузионных процессов. Электродиффузионные процессы изучались во многих приложениях физики плазмы и магнитной газовой динамики. Они, например, лежат в основе теории зондов для измерения параметров низкотемпературной плазмы [1, 2]. Теоретическое исследование этих процессов применительно к проблеме электризации поверхностей внутренних элементов двигателя начато в работах [3–5]. В них была дана общая постановка задачи, рассмотрены электрические диффузионные пограничные слои на плоской пластине, в окрестности критической точки обтекаемого тела и на турбинных лопатках. Первые экспериментальные данные по электризации модели турбинных лопаток в продуктах сгорания пропана в воздухе представлены в [6]. Особенностью развития электрических диффузионных пограничных слоев в каналах авиационных двигателей является наличие ламинарного и турбулентного характера течения газа, различных тепловых режимов и сложного состава газа.

Несмотря на определенное продвижение в понимании особенностей развития электрических диффузионных процессов на поверхностях внутренних элементов двигателя и обусловленной этими процессами двигательной электризации, остались невыясненными два принципиальных вопроса: влияние на электризацию находящихся в обтекающей поверхности потоке заряженных частиц сажи и охлаждение поверхности. Этим вопросам посвящена настоящая статья.

Экспериментальная работа проводилась на высокотемпературной установке, рабочим газом в которой были продукты сгорания пропана в воздухе. Исследуемыми поверхностями являлись внутренняя поверхность цилиндра, внутри которого протекала струя продуктов сгорания, и поверхность кругового цилиндра, установленного перпендикулярно набегающему потоку. Моделировались условия наличия в потоке частиц сажи и теплообмена.

Для теоретического моделирования условий экспериментов и полученных результатов предложены физико-математические модели и проведен их численный анализ.



Фиг. 1. Схема эксперимента по электризации внутренней поверхности цилиндра: 1 – горельное устройство, 2 – струя, 3 – металлический цилиндр, 4 – точка заземления цилиндра, 5 – анализатор сигнала

### 1. Экспериментальное исследование электризации внутренней поверхности цилиндра.

Эксперименты проводились на установке, описанной в работе [6]. С ее помощью создавалась струя продуктов сгорания пропана в воздухе с температурой до 1500 К, скоростью до 10 м/с и сечением 13 см<sup>2</sup> в месте расположения исследуемой поверхности. Газодинамические параметры струи и содержание в ней сажи регулировались системой подачи спутного потока воздуха.

Схема установки цилиндра в потоке продуктов сгорания показана на фиг. 1.

В точке 4 поверхности цилиндра происходило его заземление через анализатор сигнала 5 с входным сопротивлением  $R = 10^6$  Ом. Точка 4 выбиралась произвольно, так как было показано, что снимаемый ток  $I$  не зависит от расположения точки съема. Расходы топлива и воздуха через горелку составляли 14 и 6 см<sup>3</sup>/с соответственно и оставались постоянными в ходе эксперимента. Эксперимент проводился при двух значениях расхода холодного воздуха через систему создания спутного потока:  $G_a = 106$  см<sup>3</sup>/с (при этом возникало оранжевое пламя с большим содержанием сажи) и  $G_a = 160$  см<sup>3</sup>/с (голубое пламя, сажа практически отсутствует). Воздух подавался соосно с топливной струей через специальные трубки, расположенные по периферии горельного устройства 1. Для этих двух режимов температура потока на входе в цилиндр составляла 1170 и 1300 К соответственно.

Ток, текущий из потока в цилиндрическую поверхность, определялся как  $I = U/R$ , где  $U$  – падение напряжения на сопротивлении  $R$ . Была организована защита исследуемого объекта от внешних электрических полей и обеспечена высокая электрическая изоляция от земли горелки и цилиндра.

Основной результат проведенных экспериментов представлен в табл. 1.

Ток электризации поверхности цилиндра – отрицателен, что полностью согласуется с ранее проведенными теоретическими и экспериментальными работами [3–6]. Напом-

Таблица 1

Ток	Наличие сажи	Отсутствие сажи
$I, 10^{-9}$ А	-52.6	-23.7

ним качественное объяснение этого основного эффекта. Пусть имеется электрически квазинейтральный газодинамический поток, в котором, для простоты рассуждений, имеются только электроны и положительные ионы с одинаковой концентрацией. На внутренней поверхности цилиндра развивается электрический диффузионный пограничный слой, в котором на поверхность текут потоки электронов и ионов. Так как коэффициент диффузии электронов намного больше, чем ионов, то суммарный уходящий в поверхность электрический ток является отрицательным, и в потоке остается избыточный положительный заряд, который движется вместе с газом. В теории этого процесса учитываются процессы конвекции, диффузии и дрейфа заряженных частиц в собственном электрическом поле.

Главный результат экспериментов состоит в том, что когда вдоль внутренней поверхности канала движется газ, содержащий частицы сажи, электризация этой поверхности происходит более интенсивно, чем при отсутствии в потоке газа сажистой фракции. В современных исследованиях физико-химических процессов в продуктах сгорания показано, что частицы сажи оказываются в основном положительно заряженными [7]. Таким образом был получен парадоксальный результат: наличие положительно заряженной сажистой фракции приводит к увеличению отрицательного тока электризации поверхности.

Дадим качественное объяснение этого результата. Так как поток вдали от поверхности является электрически квазинейтральным, то суммарный электрический заряд положительных ионов и частиц сажи в каждой точке потока равен заданному суммарному заряду электронов и отрицательных ионов. (Отрицательные ионы возникают вследствие прилипания электронов к нейтральным молекулам.) Частицы сажи, в первом приближении, оказываются “вмороженными” в газодинамический поток и поэтому не передают своего заряда поверхности. Положительные ионы вследствие их диффузии к поверхности передают ей свой заряд, уменьшая модуль  $|I|$  отрицательного тока электризации поверхности, обусловленного диффузией электронов. При увеличении содержания сажи в потоке концентрация положительных ионов уменьшается, что и приводит к уменьшению их потока к поверхности и к возрастанию  $|I|$ .

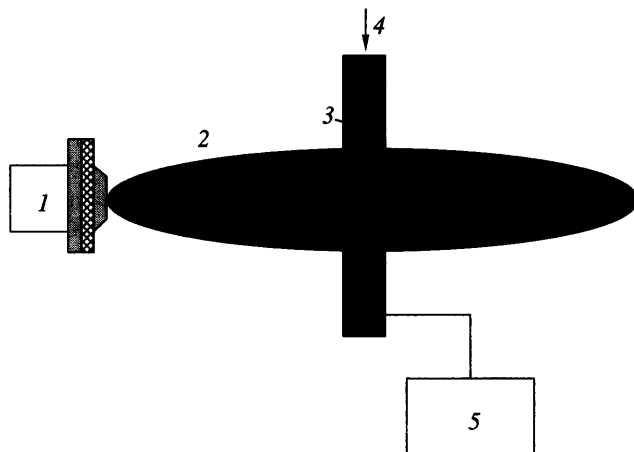
**2. Экспериментальное исследование электризации цилиндра в струе продуктов сгорания.** Экспериментальное исследование влияния охлаждения поверхности на ток ее электризации проводилось на модели, представляющей собой цилиндр с внутренним воздушным охлаждением, помещенный в струю продуктов сгорания.

Схема эксперимента показана на фиг. 2. Цилиндр имел внешний диаметр  $D = 12$  мм, толщину стенок 0.5 мм и длину  $L = 160$  мм (длинный цилиндр) и 30 мм (короткий цилиндр). Цилиндры стояли на расстоянии  $l = 60$  мм от среза горелки. Расход воздуха через горелку составлял  $6 \text{ см}^3/\text{с}$  и оставался постоянным в ходе эксперимента. Эксперимент проводился при двух значениях расхода воздуха через систему поддува:  $G_a = 60 \text{ см}^3/\text{с}$  (оранжевое пламя, большое количество сажи) и  $G_a = 130 \text{ см}^3/\text{с}$  (голубое пламя, сажа отсутствует). При этом измеряемая термопарой антенного типа температура потока перед цилиндром приблизительно составляла 1200 и 1500 К соответственно. Длина участка  $B$  цилиндра, непосредственно находящегося в пламени, составляла 30–40 мм. Его температура измерялась с помощью термопары с разнесенным спаем [6].

Предварительно было показано, что расположение точки съема тока с поверхности цилиндра не влияет на величину тока электризации. Для этого точки съема располагались как на участке  $B$ , так и вне его.

Цилиндр охлаждался на 300–400 К путем продувки через него воздуха. Было показано, что охлаждение не влияет на режим работы горелки и параметры пламени.

Результаты экспериментов по исследованию влияния охлаждения цилиндра на ток его электризации в случае потока с малым содержанием сажи ( $G_a = 130 \text{ см}^3/\text{с}$ ) представлены в табл. 2.



Фиг. 2. Схема эксперимента по электризации цилиндра с внутренним охлаждением в струе продуктов сгорания: 1 – горелочное устройство, 2 – струя, 3 – металлический цилиндр с внутренним охлаждением, 4 – подача охладителя (холодного воздуха), 5 – анализатор сигнала

Из табл. 2 следует, что уменьшение температуры поверхности цилиндра (развитие теплообмена) сопровождается снижением тока его электризации. Дадим качественное объяснение этого эффекта. При уменьшении в пристеночном слое температуры газа происходит прилипание электронов к нейтральным молекулам и образование отрицательных ионов, коэффициент диффузии которых намного меньше коэффициента диффузии свободных электронов. Вследствие этого эффективный коэффициент диффузии отрицательно заряженных компонент (электронов и отрицательных ионов) при снижении температуры поверхности непрерывно уменьшается. Это и приводит к уменьшению потока отрицательно заряженных частиц ( $a$ , следовательно, и тока электризации  $|I|$ ) на поверхность цилиндра.

Отличие результатов экспериментов для длинного и короткого цилиндров связано с процессом их охлаждения. В случае длинного цилиндра только его центральный участок  $B$  соприкасается с горячим потоком, а через остальную часть цилиндра происходит отвод тепла от участка  $B$ . Поэтому оказалось возможным снизить температуру этого участка более заметно по сравнению со снижением температуры короткого цилиндра, который весь находится в горячем потоке. При меньшей температуре эффект прилипания электронов к нейтральным молекулам становится более сильным, что и приводит к более значительному уменьшению тока электризации длинного цилиндра при его охлаждении по сравнению с охлаждаемым коротким цилиндром. Теплоотвод по материалу длинного цилиндра от участка  $B$  приводит также к тому, что при отсутствии охлаждения температура этого участка оказывается меньше температуры короткого цилиндра. При достаточно высоких температурах  $T = 1100\text{--}1200\text{ К}$  эффект снижения тока электризации в результате реакции прилипания электронов незначи-

Таблица 2

Параметр	Длинный цилиндр		Короткий цилиндр	
$T, \text{ К}$	1100	825	1225	-96
$I, 10^{-9} \text{ А}$	-102	-65	980	-85

телен. Сам же ток электризации, согласно асимптотической оценке [5], пропорционален  $T^{1/2}$ , т.е. в указанном температурном диапазоне изменяется незначительно. Всё это и объясняет то, что, с точностью эксперимента, токи электризации длинного и короткого цилиндров при отсутствии теплообмена близки.

Качественное изменение тока электризации цилиндров, обтекаемых продуктами сгорания с заметным содержанием частиц сажи ( $G_a = 60 \text{ см}^3/\text{с}$ ), при уменьшении температуры их поверхности остается таким же, как при рассмотренном выше режиме обтекания. Определенное отличие данных по току электризации для двух режимов  $G_a = 60$  и  $130 \text{ см}^3/\text{с}$  связано как с эффектом влияния сажи на электризацию поверхности, рассмотренным в разд. 1, так и с эффектом прямого попадания частиц сажи на поверхность, когда их заряд передается поверхности непосредственно.

**3. Теоретический анализ. Общая система уравнений.** Для теоретического исследования обнаруженных в эксперименте эффектов рассмотрим следующую модельную задачу. Пусть поверхность обтекается высокотемпературным электрически квазинейтральным потоком газа, в котором имеются электроны, положительные и отрицательные однозарядные ионы и положительно заряженные частицы сажи. Вследствие условия квазинейтральности потока справедливо соотношение  $n_{i0} + (q_{s0}/e) = n_{e0} + n_{-0}$ , где посредством  $n$  обозначаются концентрации частиц,  $q_{s0}$  – плотность объемного заряда частиц сажи в потоке (внешнем по отношению к поверхности), индексы  $i, -, e$  относятся к положительным ионам, отрицательным ионам и электронам соответственно, индексом “0” снабжаются величины во внешнем потоке.

Поверхность предполагается идеально каталитической, и поэтому концентрации заряженных частиц на ней равны нулю. Вследствие отличия концентраций частиц во внешнем потоке и на обтекаемой поверхности, развиваются диффузионные процессы, и, так как коэффициент диффузии электронов на несколько порядков больше, чем ионов, диффузионный поток электронов к поверхности оказывается наибольшим. В результате ток электризации поверхности становится отрицательным, а вблизи поверхности появляется объемный положительный заряд, сносимый газом вниз по потоку. Этот заряд создает индуцированное электрическое поле, которое лимитирует рассматриваемый процесс нарушения электрической квазинейтральности среды.

Размер частиц сажи в потоке составляет 10–100 нм. Этот размер достаточно мал, что позволяет считать частицы сажи гидродинамически безынерционными. С другой стороны, этот размер больше размера молекул, и поэтому подвижность частиц сажи оказывается меньше подвижности ионов. Это позволяет не учитывать дрейф частиц сажи в электрическом поле. Можно также показать, что для условий эксперимента, в первом приближении, можно пренебречь броуновской диффузией частиц сажи и не учитывать электрохимические реакции с их участием. При сделанных предположениях находим, что уравнение сохранения для частиц сажи в стационарных условиях имеет вид:  $\text{div } q_s v = 0$ . Комбинируя его с уравнением неразрывности  $\text{div } \rho v = 0$  для среды в целом ( $\rho$  и  $v$  – плотность и скорость среды) получаем, что величина  $q_s/\rho$  сохраняется вдоль линий тока. Так как линии тока приходят в электрический диффузионный пограничный слой из внешнего потока, то имеет место интеграл

$$q_s/\rho = q_{s0}/\rho_0 = \text{const} \quad (3.1)$$

Описанные в экспериментах эффекты развивались на поверхностях с характерным линейным размером 10 см. На этой, не столь большой длине можно пренебречь изменением концентраций заряженных частиц в результате их рекомбинации. С другой стороны, вследствие уменьшения температуры газа вблизи охлаждаемой поверхности, как было указано выше, становится существенной реакция прилипания электронов к нейтральным молекулам с образованием отрицательных ионов. Для простоты будем считать, что образуется только один сорт отрицательных ионов, а в потоке имеется только один сорт положительных ионов.

Оценки величин в электрическом диффузионном пограничном слое были сделаны в [3–5]. Обобщая эти результаты на случай охлаждаемых поверхностей и наличия частиц сажи в потоке, получим следующую систему уравнений

$$\rho u \frac{\partial c_i^{\circ}}{\partial x} + \rho v \frac{\partial c_i^{\circ}}{\partial y} + \frac{\partial \rho E b_i c_i^{\circ}}{\partial y} - \frac{\partial}{\partial y} \left( \rho D_i \frac{\partial c_i^{\circ}}{\partial y} \right) = 0 \quad (3.2)$$

$$\rho u \frac{\partial c_e^{\circ}}{\partial x} + \rho v \frac{\partial c_e^{\circ}}{\partial y} - \frac{\partial \rho E b_e c_e^{\circ}}{\partial y} - \frac{\partial}{\partial y} \left( \rho D_e \frac{\partial c_e^{\circ}}{\partial y} \right) = \frac{\rho_0}{n_0} W \quad (3.3)$$

$$\rho u \frac{\partial c_s^{\circ}}{\partial x} + \rho v \frac{\partial c_s^{\circ}}{\partial y} - \frac{\partial \rho E b_s c_s^{\circ}}{\partial y} - \frac{\partial}{\partial y} \left( \rho D_s \frac{\partial c_s^{\circ}}{\partial y} \right) = \frac{\rho_0}{n_0} W \quad (3.4)$$

$$\frac{\partial E}{\partial y} = \frac{e n_0 \rho}{\epsilon_0 \rho_0} (c_i^{\circ} + c_s^{\circ} - c_-^{\circ} - c_e^{\circ}) \quad (3.5)$$

$$c_l^{\circ} = \frac{n_l \rho_0}{n_0 \rho}, \quad D_l = \frac{k T}{e} b_l \quad (l = i, -, e) \quad (3.6)$$

$$c_s^{\circ} = \frac{q_s \rho_0}{e n_0 \rho} = \frac{q_s 0}{e n_0} = \text{const}, \quad q_s = \sum_{\alpha} Q_{\alpha} n_{s\alpha}$$

Здесь  $x$  и  $y$  – продольная и поперечная координаты,  $u$  и  $v$  – продольная и поперечная составляющие вектора скорости потока,  $E = E(x, y)$  – поперечная составляющая вектора электрического поля;  $c_l^{\circ}$  – модифицированные концентрации;  $b_l$  и  $D_l$  – подвижности и коэффициенты диффузии заряженных частиц, связанные между собой соотношениями Эйнштейна;  $W$  – источниковый член, равный количеству электронов, возникающих в единице объема за единицу времени в результате реакции прилипания-отлипания электронов;  $n_0 = n_{e0} + n_{-0}$ ,  $\epsilon_0$  – электрическая постоянная,  $k$  – постоянная Больцмана. В уравнении (3.4) принято, что подвижности и коэффициенты диффузии положительных и отрицательных ионов одинаковы.

Величина  $c_s^{\circ}$  в третьем выражении (3.6) является постоянной во всем пограничном слое в соответствии с соотношением (3.1). Она служит одним из основных безразмерных параметров задачи, характеризуя относительную долю частиц сажи.

Уравнения (3.2) – (3.4) представляют собой уравнения сохранения для положительных ионов, электронов и отрицательных ионов соответственно. Уравнение (3.5) – уравнение Пуассона для определения электрического поля  $E$ . Все уравнения записаны в системе СИ.

Граничные условия для решения уравнений (3.2) – (3.6) имеют вид:

$$x = 0, 0 < y < \infty; \quad x > 0, y = \infty: \quad c_i^{\circ} = c_{i0}^{\circ} = 1 - c_s^{\circ}, \quad c_e^{\circ} = c_{e0}^{\circ} = 1 - \epsilon,$$

$$c_-^{\circ} = c_{-0}^{\circ} = \epsilon, \quad E = 0 \quad (3.7)$$

$$x > 0, y = 0: \quad c_l^{\circ} = 0 \quad (l = i, -, e); \quad \epsilon = (n_0 - n_{e0})/n_0$$

В воздухе с наибольшей вероятностью электроны прилипают к молекулам кислорода. Поэтому моделью источникового члена  $W$  выбирается соотношение [5]

$$W = -k_1 n_e n_{O_2}^2 + k_2 n_{-} n_{O_2} \quad (3.8)$$

$$k_1 = 2 \cdot 10^{-30} \text{ см}^6/\text{с}, \quad k_2 = A \exp(-U/T), \quad A = 4.3 \cdot 10^{-10} \text{ см}^6/\text{с}^{-1}, \quad U = 5700 \text{ К}$$

Анализ соотношения (3.8) и условий проведения экспериментов показывает, что реакция прилипания-отлипания электронов с большой точностью протекает равновесно. (Во всяком случае, результаты ряда расчетов, проведенных в предположении равновесного протекания реакции и на основе общей системы уравнений (3.1) – (3.6), оказались близки друг к другу.) Для условий равновесия из (3.8) находим выражение

$$\alpha = \frac{c_-^{\circ}}{c_e^{\circ}} = \frac{n_-}{n_e} = \frac{k_1 n_{O_2}}{k_2}, \quad n_{O_2} = \xi_{O_2} \frac{p}{kT} \quad (3.9)$$

Здесь  $\xi_{O_2}$  – объемная концентрация молекулярного кислорода. В предположении, что молекулы кислорода не участвуют ни в каких других реакциях, величина  $\xi_{O_2}$  постоянна и равна 0.21. Таким образом, величина  $\alpha$  в условиях равновесия становится заданной функцией термодинамических параметров  $p$  и  $T$ .

При равновесном протекании реакции прилипания-отлипания электронов, из (3.2) – (3.7), путем сложения (3.3) и (3.4), находим следующую систему уравнений

$$\rho u \frac{\partial c_i^{\circ}}{\partial x} + \rho v \frac{\partial c_i^{\circ}}{\partial y} + \frac{\partial \rho E b_i c_i^{\circ}}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left( \rho D_i \frac{\partial c_i^{\circ}}{\partial y} \right) \quad (3.10)$$

$$\begin{aligned} \rho u \frac{\partial c_e^{\circ}(1+\alpha)}{\partial x} + \rho v \frac{\partial c_e^{\circ}(1+\alpha)}{\partial y} - \frac{\partial \rho E c_e^{\circ}(b_e + \alpha b_i)}{\partial y} = \\ = \frac{\partial}{\partial y} \left( \rho D_e \frac{\partial c_e^{\circ}}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \rho D_i \frac{\partial \alpha c_e^{\circ}}{\partial y} \right) \end{aligned} \quad (3.11)$$

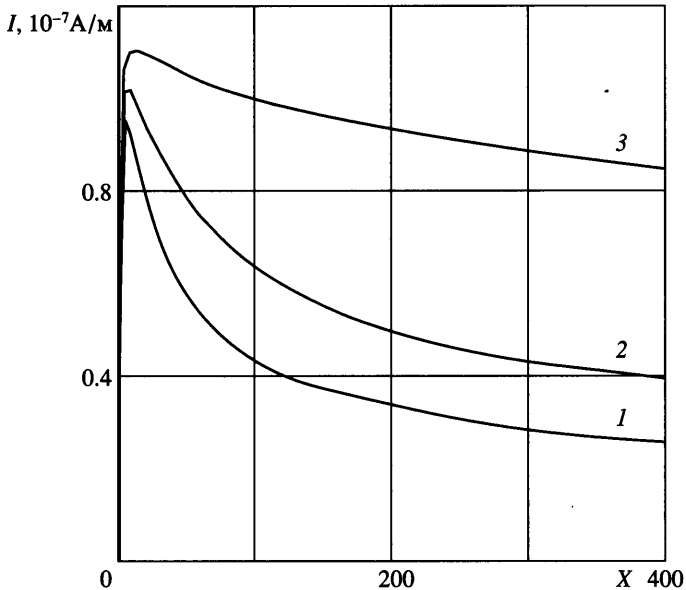
$$\frac{\partial E}{\partial y} = \frac{en_0 \rho}{\epsilon_0 \rho_0} (c_i^{\circ} + c_s^{\circ} - c_e^{\circ}(1+\alpha)) \quad (3.12)$$

$$\begin{aligned} x = 0, \quad 0 < y < \infty; \quad x > 0, \quad y = \infty: \quad c_i^{\circ} = 1 - c_s^{\circ}, \quad c_e^{\circ} = 1 - \epsilon, \quad E = 0 \\ x > 0, \quad y = 0: \quad c_i^{\circ} = 0, \quad c_e^{\circ} = 0 \end{aligned} \quad (3.13)$$

Система уравнений (3.10)–(3.13) служит для нахождения распределений  $c_i^{\circ}$ ,  $c_e^{\circ}$  и  $E$  в электрическом диффузионном пограничном слое. Величина  $\alpha = \alpha(p, T)$  определяется с помощью (3.8), (3.9).

Во всех приложениях теории электрических диффузионных процессов (зондовая методика [1, 2], двигательная электризация летательных аппаратов [3], лабораторное моделирование [6], описанные выше эксперименты) концентрация заряженных частиц не превосходит  $10^8 \text{ см}^{-3}$ . Поэтому параметр электрогазодинамического взаимодействия, равный  $qEL/\rho v^2$  (где  $q$  – суммарная плотность электрического заряда,  $E \sim qr_d/\epsilon_0$  – индуцируемое этим зарядом электрическое поле,  $r_d^2 = kT/\epsilon_0 e^2 n_0$  – квадрат дебаевского радиуса,  $L$  – характерный размер), оказывается порядка  $10^{-5}$ . Таким образом, электрические процессы не оказывают влияния на газодинамическое течение, и оно рассчитывается традиционными способами.

Распределения скоростей  $u$ ,  $v$  и температуры  $T$ , входящие в систему уравнений (3.10) – (3.13), находятся с помощью решения системы уравнений газодинамического пограничного слоя (включающей уравнения неразрывности, импульса и энергии и уравнение для модели турбулентности [8]). При численных расчетах этот газодинамический блок и уравнения (3.10) – (3.13) решаются совместно. Входящие в уравне-



Фиг. 3. Влияние частиц сажи на электризацию пластины ( $\alpha = 0.445$ ,  $c_{e0}^{\circ} = (1 + \alpha)^{-1} = 0.692$ ,  $c_{-0}^{\circ} = \alpha/(1 + \alpha) = 0.308$ ,  $c_{i0}^{\circ} = (1 - c_s^{\circ})$ ,  $\gamma = 0.023$  см). Кривые 1–3 соответствуют  $c_s^{\circ} = 0, 0.5, 0.9$ ;  $X = x/r_d$

ния (3.10) – (3.13) коэффициенты диффузии заряженных частиц и их подвижности являются известными функциями температуры и давления газа [5].

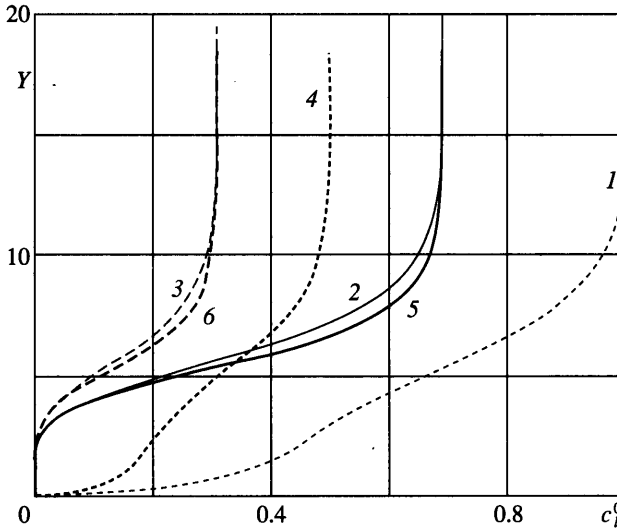
**4. Численное моделирование влияния сажи на электризацию поверхности.** Рассмотрим обтекание плоской пластины высокотемпературным электрически квазинейтральным потоком с частицами сажи при условиях, характерных для описанных выше экспериментов: скорость потока  $u_0 = 10$  м/с, температура  $T_0 = 1200$  К, давление  $p = 1$  атм., суммарная концентрация электронов и отрицательных ионов  $n_0 = 10^8$  см<sup>-3</sup>, длина пластины 10 см. Будем считать, что, как и в эксперименте, отсутствует теплоотвод с пластины и на ней выполняется условие  $\partial T/\partial y = 0$ . При этом температура газа во всем пограничном слое близка к постоянной. Действительно, в предположении, что ламинарное и турбулентное числа Прандтля равны единице, а число Маха – мало, из уравнения энергии для пограничного слоя находим, что температура газа в пограничном слое приближённо постоянна и равна  $T_0$ . Так как давление в пограничном слое также постоянно, то плотность газа, все коэффициенты переноса и величина  $\alpha$  – однородны в газодинамическом и электрическом пограничном слоях. (Сделанные предположения несколько облегчают численные расчеты. Численное моделирование, проведенное с учетом этих предположений и без них, дало близкие результаты.)

Расчеты проводились с помощью системы уравнений (3.10) – (3.13). Приведем некоторые результаты. На фиг. 3 показано распределение тока

$$J = \int_0^{\infty} e(n_i + n_s - n_e - n_-) u dy, \quad J = -I, \quad I < 0$$

по длине пластины при различной доле частиц сажи  $c_s^{\circ}$ . Дебаевский радиус рассчитывался по параметрам внешнего потока. Величина  $J = J(x)$  представляет собой положи-





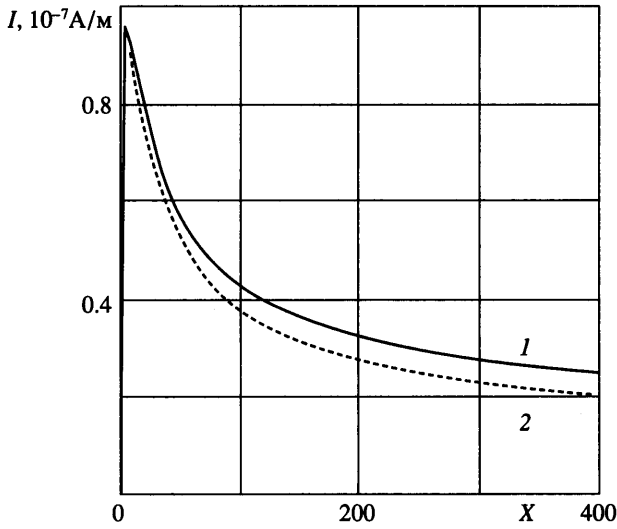
Фиг. 4. Профили концентраций  $c_i^{\circ}$ ,  $c_e^{\circ}$ ,  $c_{-}^{\circ}$ , в сечении  $x = 1$  см при  $c_s^{\circ} = 0$  (кривые 1, 2, 3) и  $c_s^{\circ} = 0.5$  (кривые 4, 5, 6);  $Y = y/r_d$ ;  $l = i, e, -$

тельный ток, текущий вдоль пластины по электрическому диффузионному пограничному слою. Равный ему по модулю и обратный по знаку ток течет в материал пластины и представляет собой ток ее электризации  $I$ . С увеличением параметра  $c_s^{\circ}$  ток выноса монотонно возрастает. Случай  $c_s^{\circ} = 0$  соответствует ситуации, когда во внешнем потоке имеется квазинейтральный газ без частиц сажи. В предельном случае  $c_s^{\circ} = 1$  во внешнем квазинейтральном потоке имеются электроны, отрицательные ионы и положительно заряженные частицы сажи, а положительные ионы отсутствуют. Полученные численные результаты качественно соответствуют экспериментальным данным, представленным в табл. 1.

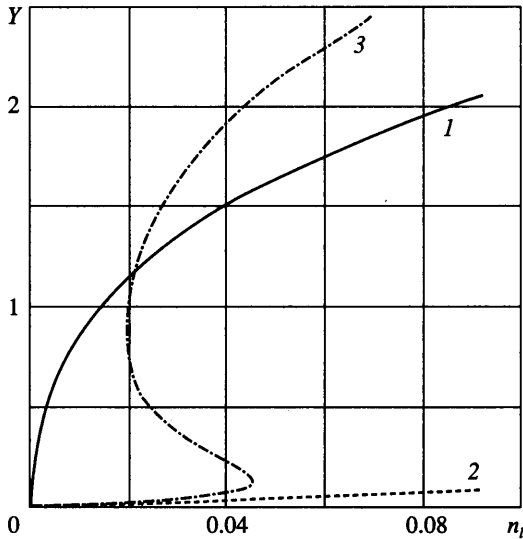
Расчетные профили концентраций при отсутствии и наличии сажи показаны на фиг. 4. Присутствие сажи не оказывает заметного влияния на профили концентрации электронов и отрицательных ионов: кривые 2 и 5, а также 3 и 6 близки друг к другу. Концентрация положительных ионов при наличии сажи (кривая 4) значительно меньше соответствующей концентрации в потоке без сажи (кривая 1).

**5. Численное моделирование влияния теплообмена на электризацию поверхности.** Целью исследования является качественное воспроизведение экспериментальных результатов, описанных в разд. 2. Рассмотрим обтекание плоской пластины однородным равновесным высокотемпературным и электрически квазинейтральным потоком газа, содержащим электроны, положительные и отрицательные ионы. Концентрация частиц сажи полагается равной нулю – моделируются эксперименты, результаты которых представлены в табл. 2. Газодинамические и электрические параметры потока – такие же, как в разд. 4.

Расчеты были проведены на основе системы уравнений (3.10) – (3.13) при  $c_s^{\circ} = 0$ . Представим некоторые результаты расчетов. На фиг. 5 показана зависимость тока  $|I|$  от безразмерной продольной координаты при различных температурах поверхности  $T_w$ .



Фиг. 5. Распределение тока электризации пластины  $|I|$  при  $T_w = 1200$  и  $500$  К (кривые 1 и 2);  $T_0 = 1200$  К,  $u_0 = 10$  м/с,  $n_0 = 10^8$  см $^{-3}$ ,  $c_s = 0$



Фиг. 6. Профили концентраций положительных ионов 1, электронов 2 и отрицательных ионов 3 вблизи поверхности в сечении  $x = 1$  мм.  $T_w = 500$  К,  $T_0 = 1200$  К,  $u_0 = 10$  м/с,  $n_0 = 10^8$  см $^{-3}$ ,  $c_s = 0$ ,  $Y = y/r_d$ ;  $l = i, e, -$

В соответствии с качественным объяснением влияния теплообмена на электризацию поверхности (разд. 2), ток  $|I|$  уменьшается при охлаждении поверхности. Однако это уменьшение не столь значительно, как в эксперименте (см. табл. 2). Возможное объяснение этого различия состоит в том, что в теоретической модели рассматривается обтекание пластины, а в эксперименте происходило обтекание круглого цилиндра. То обстоятельство, что в проведенных расчетах не наблюдается сильного уменьшения тока  $|I|$  при охлаждении пластины, объясняется специфическим распределением концентраций положительных ионов, электронов и отрицательных ионов вблизи стенки (фиг. 6).

Вследствие реакции прилипания электронов к нейтральным молекулам их концентрация  $n_e$  вблизи поверхности и градиент  $n_e$  на стенке, по сравнению со случаем отсутствия теплообмена, уменьшаются, а концентрация  $n_-$  вблизи поверхности и градиент  $n_-$  на стенке возрастают. Градиент  $n_-$  на стенке превосходит аналогичный градиент для положительных ионов. Наиболее интересный результат – появление пика в распределении отрицательных ионов вблизи стенки (кривая 3). Таким образом, имеются два противоборствующих эффекта. С одной стороны, вследствие уменьшения градиента  $n_e$  на стенке уменьшается поток электронов на поверхность, что приводит к уменьшению тока  $|I|$  ее электризации. С другой стороны, вследствие увеличения градиента  $n_-$  на стенке возрастает поток отрицательных ионов на поверхность, и, следовательно, увеличивается ток  $|I|$  ее электризации. В результате, суммарный ток  $|I|$  изменяется незначительно. Подчеркнем, что профили на фиг. 6 построены для ближайшей к поверхности окрестности. Границе электрического диффузионного слоя, где концентрации заряженных частиц выходят на свои асимптотические значения, соответствует  $Y \approx 8$ .

**Заключение.** На основе экспериментальных, теоретических и расчетных исследований электризации поверхности при ее обтекании высокотемпературным потоком, содержащим заряженную сажистую фракцию, показано, что наличие в потоке положительно заряженных частиц сажи вызывает увеличение модуля отрицательного тока электризации поверхности. Охлаждение поверхности всегда сопровождается уменьшением тока ее электризации.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 02-01-00478).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Cohen I.M.* Asymptotic theory of spherical electrostatic probes in a slightly ionized, collision-dominated gas // *Phys. Fluids.* 1963. V. 6. № 10. P. 1492.
2. *Чан П., Тэлбот Л., Турян К.* Электрические зонды в неподвижной и движущейся плазме. М.: Мир, 1978. 201 с.
3. *Ватажин А.Б., Улыбышев К.Е.* Модель формирования электрического тока выноса в каналах авиационных реактивных двигателей // *Изв. РАН. МЖГ.* 2000. № 5. С. 139–148.
4. *Ватажин А.Б., Улыбышев К.Е.* Диффузионные и электрические процессы в турбулентном пограничном слое и в окрестности критической точки обтекаемого тела // *Изв. РАН. МЖГ.* 2001. № 3. С. 102–110.
5. *Ватажин А.Б., Улыбышев К.Е., Холщевникова Е.К., Цыганов Д.Л.* Электрические диффузионные процессы на высокотемпературной турбинной лопатке и ее вклад в ток выноса из авиационного двигателя // *Теплофизика высоких температур.* 2002. Т. 40. № 3. С. 376–387.
6. *Ватажин А.Б., Голенцов Д.А., Лихтер В.А., Смирнов Л.И.* Лабораторное моделирование возникновения электрических токов выноса из реактивного авиационного двигателя // *Изв. РАН. МЖГ.* 2002. № 2. С. 49–56.
7. *Arnold F., Kiendler A., Wiedemer V., Aberle S., Stilp T., Busen R.* Chemion concentration measurements in jet engine exhaust at the ground: Implications for ion chemistry and aerosol formation in the wake of a jet aircraft // *Geophys. Res. Lett.* 2000, V. 27. № 12. P. 1723–1726.
8. *Холщевникова Е.К.* Использование дифференциальной модели турбулентной вязкости для расчета пограничного слоя на профилях лопаточных машин // *Численные методы механики сплошной среды. Изд-е Ин-та теор. и прикл. механики СО АН СССР. Сб. научн. тр. Новосибирск:* 1986. Т. 17. № 3. С. 147–154.