

РАСЧЕТ ТОКА ВЫНОСА ИЗ СОПЛА В ДВУХФАЗНОМ ТЕЧЕНИИ ПРИ НАЛИЧИИ КОРОННОГО РАЗРЯДА

И. Л. Панкратьева, В. А. Полянский, В. И. Сахаров

Институт механики МГУ, 117192 Москва

Рассматривается работа источника заряженных аэрозольных частиц, составными элементами которого является сверхзвуковое сопло, коронирующий игольчатый электрод и устройство ввода в газовый поток аэрозольных частиц (капель жидкости). Обсуждается теоретическая модель двумерного течения двухфазной смеси в сопле, разработан алгоритм численного расчета такого течения и приводятся результаты вычислений электрического тока выноса из сопла.

Введение. В аэрозолях, состоящих из газа, ионов и частиц (капель) дисперсной фазы, последние могут приобретать электрический заряд в результате осаждения на них ионов. По этой теме ввиду сложности расчетов потоков заряженных аэрозолей, особенно с учетом влияния собственного электрического поля, в настоящее время известно сравнительно небольшое число исследований. Так, одномерные течения аэрозолей с учетом миграционной зарядки частиц рассматривались в [1]. В большинстве приложений, однако, необходимо учитывать как миграционную, так и диффузионную электризацию частиц. Исследование таких течений в одномерной постановке с использованием асимптотических формул из [2] проведено в [3]. Ниже рассматривается существенно более сложный случай неоднородного течения газа с диспергированными частицами в сопле Лавала. При этом для произвольных электрических чисел Пекле Pe_E находятся двумерные распределения концентраций ионов, объемного заряда капель и плотности электрического тока, необходимые для определения тока выноса.

Целью работы является разработка численного метода моделирования процессов в сопле с коронным разрядом, на основе которого можно проводить исследование и оптимизацию источника заряженного аэрозоля.

Моделирование проводилось в сопле, схема которого представлена на рис. 1. Давление в форкамере $p_0 = 0,1 \div 1$ МПа, температура $T_0 = 373$ К, несущий газ — воздух. В широкой

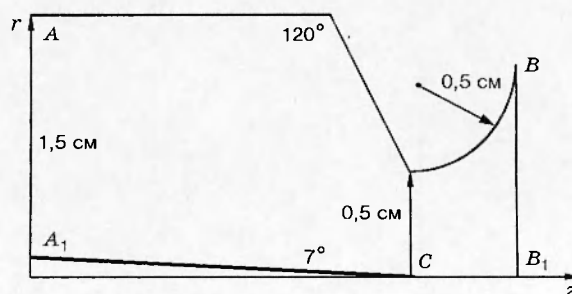


Рис. 1

части сопла (в сечении AA_1) производился ввод капель в поток. Гидродинамика этого процесса не рассматривалась, предполагалось, что в сечении AA_1 задается равномерно распределенный поток капель с известной концентрацией.

Коронирующий электрод — игла A_1C , вторым электродом служат стенки осесимметричного сопла. Между электродами от внешних источников создается разность потенциалов φ_w порядка $2 \div 30$ кВ. Характерная величина напряженности электрического поля в критическом сечении сопла $E_0 \sim 10^3$ кВ/м.

После включения разности потенциалов между электродами в окрестности иглы возникает коронный разряд. Образующиеся ионы газа создают объемный заряд, который сносится потоком, содержащим капли жидкости. Кроме движения несущего газа, на ионы действует электрическое поле, вследствие чего линии тока ионов и несущего газа не совпадают. При движении ионы налипают на капли, которые по предположению движутся вместе с газом-носителем и удаляются из сопла. Поток заряженных капель вместе с потоком ионов образует электрический ток выноса из сопла.

Построение модели течения. Построение модели течения описанной выше двухфазной многокомпонентной смеси будем проводить в следующих предположениях.

Степень ионизации несущего газа в коронном разряде считается малой (порядка 10^{-10} , т. е. при давлении 101,3 кПа число ионов во внешней области коронного разряда порядка $10^{13} \div 10^{15} \text{ м}^{-3}$), поэтому влиянием приложенного электрического поля на движение несущей среды пренебрегается. Объемная концентрация капель мала (порядка 10^{-2}), и их влияние на движение несущей среды также не учитывается.

Расчет движения несущей среды (сжимаемой, невязкой, нетеплопроводной) проводится в рамках теории сопла Лавала в квазиодномерном приближении. Рассматриваются частицы с характерным размером порядка $(1 \div 3) \cdot 10^{-6}$ м. Известно, что частицы таких малых размеров заморожены в несущую среду, скоростное скольжение отсутствует. Следовательно, в стационарном потоке частицы движутся вдоль линий тока несущей среды.

Диффузионная скорость ионов газа определяется электрическим числом Рейнольдса Re_q , равным отношению характерной скорости среды к скорости дрейфа иона в характерном электрическом поле. В диапазоне давлений $0,1 \div 1$ МПа при температуре порядка 400 К и напряженности поля порядка 10^3 кВ/м величина Re_q меняется от 0,2 до 3. Следовательно, ионы газа в общем случае движутся под действием двух сил — силы трения со стороны несущей среды и кулоновской силы. Поскольку направления электрического поля и линий тока несущей среды не совпадают, движение ионов газа нельзя считать одномерным. Для расчета распределений плотности ионов газа в сопле необходимо использовать двумерные уравнения, вследствие чего распределение плотности объемного заряда капель, на поверхность которых ионы газа осаждаются при движении, очевидно, также будет двумерным.

Основные уравнения. Несущую среду будем считать совершенным газом. Влиянием частиц и ионов газа на движение среды-носителя пренебрегается. Уравнения движения, проинтегрированные с начальными условиями, соответствующими параметрам в ресивере (p_0, ρ_0) , имеют вид

$$\frac{p_0}{p} = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2\right)^{\gamma/(\gamma-1)}; \quad (1)$$

$$\frac{\rho_0}{\rho} = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2\right)^{1/(\gamma-1)}; \quad (2)$$

$$\frac{\sigma}{\sigma_{\min}} = \left(M \int_0^1 \cos \alpha(\xi) d\xi\right)^{-1} \left[\frac{2}{\gamma - 1} \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2\right)^{(\gamma+1)/2(\gamma-1)}\right]. \quad (3)$$

При этом $\alpha(\xi) = \arctg [(R_H)'_z + \xi((R_B)'_z - (R_H)'_z)]$, $\sigma = \pi \bar{R}^2$, $\sigma_{\min} = \pi R_{\min}^2$, $F'_z = dF/dz$. Здесь z — координата вдоль оси сопла; $R_B(z)$ — расстояние от оси сопла до его стенок; $R_H(z)$ — расстояние от оси сопла до поверхности иглы; $\sigma(z)$ — площадь поперечного сечения сопла; p — давление; ρ — плотность; $M = \rho V^2 / \gamma p$ — текущее число Маха ($\gamma = c_p / c_v$); $V = (u^2 + v^2)^{1/2}$ — модуль скорости газа; u, v — осевая и радиальная составляющие скорости.

Уравнение (3) представляет собой соотношение для определения числа Маха M по заданной форме сопла $R(z)$. После нахождения M давление и плотность определяются из (1), (2), затем находится модуль скорости газа-носителя

$$V = M \left(\frac{\gamma p}{\rho} \right)^{1/2}. \quad (4)$$

Составляющие скорости u, v рассчитываются из предположения о квазиодномерности течения, в соответствии с которым линии тока несущей среды определяются уравнениями

$$R(z) = R_H(z) + \xi [R_B(z) - R_H(z)],$$

где параметр ξ изменяется от 0 до 1. Набор промежуточных значений ξ позволяет постепенно изменять форму линии тока от близкой к контуру сопла у стенок до почти прямой вблизи оси.

Уравнения, описывающие движение ионов газа, в цилиндрической системе координат (z, r) с осью z вдоль оси сопла (см. рис. 1) имеют вид

$$\frac{\partial q}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r j_r) + \frac{\partial}{\partial z} (j_z) = -w, \quad j_r = q(v + b_i E_r), \quad j_z = q(u + b_i E_z). \quad (5)$$

Здесь $q = en_i$ — плотность объемного заряда ионов; j_r, j_z — составляющие плотности электрического тока ионов газа; n_i — концентрация ионов; e — заряд протона; $b_i = eD_i/kT$ — коэффициент подвижности ионов (D_i — коэффициент диффузии ионов, T — температура, k — постоянная Больцмана); E_r, E_z — составляющие напряженности электрического поля; w — скорость налипания ионов на капли

$$w = n_p J_i. \quad (6)$$

Здесь J_i — ток ионов газа, приходящийся на одну частицу; n_p — концентрация частиц радиуса a . Считается, что ионы однозарядные и положительные.

Уравнения для электрического потенциала φ имеют вид

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \varphi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = -\frac{4\pi}{\epsilon} (q + q_p), \quad \bar{E}_r = -\frac{\partial \varphi}{\partial r}, \quad E_z = -\frac{\partial \varphi}{\partial z}, \quad (7)$$

где ϵ — диэлектрическая проницаемость среды, $q_p = n_p e_p$ — плотность объемного заряда частиц, e_p — заряд частицы. Величина e_p переменная, так как налипание ионов происходит в течение всего времени пребывания частиц в потоке.

Для уравнения (7) необходимо задать краевые условия. На металлических поверхностях: разность потенциалов на игле $\varphi = \varphi_w$, на стенках сопла $\varphi = 0$ (стенки заземлены). На входе в канал (в сечении AA_1) $E_z = 0$, на выходе из канала (в сечении BB_1) $\varphi = 0$. Последнее условие соответствует представлениям о заземленной сетке на срезе сопла с нулевым гидродинамическим сопротивлением.

Сформулируем граничное условие для уравнения (5) на поверхности иглы. При коронном разряде в воздухе с давлением порядка атмосферного вблизи поверхности коронирующего электрода протекает большое количество ионизационных и других электрокинетических процессов, детальное рассмотрение которых выходит за рамки данной работы. Следуя известным экспериментальным данным [4], считаем, что область, где имеют место

указанные процессы, образует достаточно тонкий пограничный слой вблизи поверхности иглы, на внешней границе которого имеется стационарный поток ионов газа одного знака с плотностью объемного заряда q , зависящей от локальной напряженности электрического поля на поверхности иглы и параметров разряда. Экспериментальные исследования коронного разряда, обдуваемого газовым потоком, дают аналитическое соотношение, связывающее напряженность электрического поля E_w на поверхности иглы с параметрами газа [4]. По значениям параметров газа в окрестности иглы вычислим величину E_w , которую будем использовать как недостающее условие для замыкания задачи, поскольку плотность объемного заряда, образуемого ионами газа на внешней границе чехла коронного разряда, ни экспериментально, ни теоретически определить не удастся. Использование E_w для замыкания задачи в [5] в виде итерационной процедуры позволяет найти концентрацию ионов на границе при решении задачи численными методами. Итерационная процедура состоит в следующем. Значение плотности объемного заряда ионов q_w на внешней границе чехла короны ищется по рекуррентному соотношению

$$q_w^{(s+1)} = q_w^{(s)} \exp \left[\alpha \left(\frac{E_w^{(s)}}{E_{nw}} - 1 \right) \right]. \quad (8)$$

Здесь верхний индекс указывает номер итерации; $E_w^{(s)}$ — значение напряженности электрического поля, получающееся при численном решении задачи в s -й итерации; α — демпфирующий множитель (в расчетах $\alpha \sim 0,5$). Итерации начинаются с решения задачи при некотором значении $q_w^{(0)}$ и заканчиваются, когда значение $E_w^{(s)}$ с достаточной точностью совпадает с E_w . Формула для вычисления E_w через параметры газа и геометрические характеристики электрода приводится ниже.

Расчет налипания ионов на капли. Область течения вне чехла короны содержит, согласно развиваемым представлениям, ионы газа только одного знака и аэрозольные частицы, которые при вводе в поток не имеют электрического заряда. Ниже описана модель зарядки (электризации) таких частиц при их движении в области, содержащей ионы только одного знака (в области униполярного объемного заряда).

Униполярная зарядка аэрозольных частиц в общем случае описывается решением задачи Коши

$$\frac{de_p}{dt} = J_i, \quad t = 0: \quad e_p = 0. \quad (9)$$

В стационарной задаче при движении частиц вдоль линий тока несущей среды производная d/dt содержит только конвективную часть Vd/dl , где l — расстояние вдоль линии тока.

Зависимость J_i от параметров течения определяется состоянием несущего газа, размерами и свойствами поверхности частиц и т. д. Нахождение этой зависимости представляет собой отдельную и часто очень сложную задачу.

Рассмотрим случай достаточно крупных сферических частиц, когда их радиус a значительно превышает характерную длину свободного пробега ионов в газе l_t . Распределение ионов в окрестности частицы и ток электризации J_i находятся из решения следующей краевой задачи [6]:

$$\begin{aligned} \operatorname{div} \mathbf{j} = 0, \quad \mathbf{j} = -D_i \nabla q_* + q_* b_i \mathbf{E}_*, \quad r = a: \quad q_* = 0, \quad r \rightarrow \infty: \quad q_* \rightarrow q, \\ \mathbf{E}_* = -\nabla \varphi_*, \quad \varphi_* = -(\mathbf{E} \cdot \mathbf{r}) \left(1 - \frac{a^3}{r^3} \right) + e_p \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{a} \right), \quad J_i = - \int_S j_n ds, \quad j_n = (\mathbf{j} \cdot \mathbf{n}). \end{aligned} \quad (10)$$

Здесь через q_* и \mathbf{E}_* обозначены «микроскопические» значения плотности объемного заряда и напряженности электрического поля, стремящиеся при удалении от частицы к своим

фоновым «макроскопическим» значениям q и \mathbf{E} ; \mathbf{j} — плотность электрического тока ионов; φ_* — потенциал электрического поля; S — поверхность частицы; \mathbf{n} — внешняя нормаль к ней; \mathbf{r} — радиус-вектор, проведенный из центра частицы. При записи уравнений (10) пренебрегалось собственным электрическим полем ионов, движением частицы относительно газа и нестационарностью процесса. Оценки показывают, что в рассматриваемом классе течений такие предположения оправданы. После нахождения распределения объемного заряда из решения задачи (10) электрический ток на поверхности частицы определяется интегрированием.

В общем случае задача (10) не имеет точного аналитического решения, однако возможно построение ее численного [6] или приближенного аналитического решения с учетом малых параметров: числа Пекле $Pe_E = ea|E|/kT$ при $Pe_E \ll 1$ и Pe_E^{-1} при $Pe_E \gg 1$. Методом сращиваемых асимптотических разложений такие решения получены в [2, 7]. Используем найденные в [2, 7] выражения для тока электризации:

$$Pe_E \rightarrow 0: J_i = 4\pi a D_i q [I_0 + o(Pe_E^2)], \quad I_0 = \Lambda \left[1 + \frac{1}{2} Pe_E \Lambda \exp(e_p^*) \right], \quad \Lambda = e_p^* (\exp e_p^* - 1)^{-1}; \quad (11)$$

$$Pe_E \rightarrow \infty: J_i = 4\pi a D_i q [I_\infty(Pe_E, e_p^*) + o(Pe_E^{-4/3})], \quad I_\infty(Pe_E, e_p^*) = 3Pe_E (I_1 + \chi I_2 + \chi^{4/3} I_3). \quad (12)$$

При этом

$$|e_p^0| \leq 1: \quad I_1 = \frac{1}{4} (1 - e_p^0)^2, \quad I_2 = \frac{1}{4} (1 - e_p^{02})^{1/2}, \quad |e_p^0| > 1: \quad I_1 = \frac{1}{2} (\text{sgn } e_p^0 - 1) e_p^0, \quad I_2 = 0,$$

$$I_3 = \left\{ \frac{e_p^1}{8} \left[\exp(4,16e_p^1) - 1 \right]^{-1} \right\}^{1/2} - f(e_p^1), \quad e_p^1 \geq 0: \quad f = 0, \quad e_p^1 < 0: \quad f = \left(\frac{|e_p^1|}{8} \right)^{1/2},$$

$$e_p^* = \frac{e_p e}{akT}, \quad e_p^0 = \frac{e_p^*}{3Pe_E}, \quad e_p^1 = (|e_p^0| - 1) \chi^{-2/3}, \quad \chi = \frac{2}{3Pe_E}.$$

Расчеты по формулам (11), (12) достаточно хорошо согласуются с численным решением [6] задачи (10). Для того чтобы рассчитать электризацию частиц не только при предельных, но и при умеренных значениях Pe_E , можно воспользоваться интерполяционной формулой, построенной на основе (11), (12) и численных расчетов [2]:

$$J_i^{(1)} = 4\pi a D_i q I^*, \quad (13)$$

где $I^* = I_0(\varkappa Pe_E, e_p^*)(1 - \nu) + \nu I_\infty(Pe_E, e_p^*)$, $\varkappa = 1 + 2,8Pe_E^{1,79}$, $\nu = Pe_E^2(1 + Pe_E^2)^{-1}$.

При $Pe_E \ll 1$ и $Pe_E \gg 1$ формула (13) переходит в выражения (11) и (12) соответственно. Формула (13) позволяет определить правую часть уравнения (9) для течений с сильными изменениями электрического поля, к которым относятся и течения с коронирующим электродом. Используемое при постановке задачи (10) условие $\lambda = l_t/a \ll 1$ часто не выполняется. Примером может служить зарядка субмикронных частиц в атмосферных условиях. Из значительного числа работ по электризации частиц при $\lambda \gg 1$ отметим работу Уайта [8], в которой рассматривалось свободномолекулярное движение ионов в окрестности частицы. Не вдаваясь в подробности вывода, приведем полученный Уайтом результат

$$J_i^{(2)} = \pi a^2 v_t q \exp(-e_p^*) \quad (14)$$

(v_t — тепловая скорость ионов). Для вычисления J_i в плохо изученной области $\lambda \sim 1$ представляется целесообразным использовать комбинацию

$$J_i = \tau J_i^{(1)} + (1 - \tau) J_i^{(2)}, \quad \tau = (1 + \lambda)^{-1}. \quad (15)$$

Система уравнений для расчета тока выноса из сопла. Для численного решения задачи, сформулированной выше, запишем систему уравнений в безразмерном виде. Введем для этого безразмерные переменные:

$$p^* = \frac{p}{p_0}, \quad \rho^* = \frac{\rho}{\rho_0}, \quad V^* = \frac{V}{u_0}, \quad u_0 = \left(\frac{p_0}{\rho_0}\right)^{1/2}, \quad q^* = \frac{q}{q_0}, \quad b^* = \frac{b}{b_0},$$

$$E^* = \frac{E}{E_0}, \quad E_0 = \frac{\varphi_w}{L}, \quad n_p^* = \frac{n_p}{n_p^0}, \quad e_p^* = \frac{e_p}{e_{p0}},$$

$$J_i^* = \frac{J_i}{4\pi a D_i q_0}, \quad \varphi^* = \frac{\varphi}{\varphi_w}, \quad e_{p0} = \frac{akT_0}{e}, \quad r = \frac{r}{L}, \quad z = \frac{z}{L}, \quad t^* = \frac{tu_0}{L}.$$

Здесь p_0, ρ_0, T_0 — параметры газа в ресивере; L — радиус цилиндрической части сопла; n_p^0 — концентрация капель, задаваемая на входе в цилиндрическую часть сопла. Величину n_p^0 вычислим по массовому расходу жидкости, подаваемой в сопло, по формуле

$$n_p^0 = \frac{G}{u_0^0 \pi L^2 (4/3) \pi a^3 \rho_w^0}.$$

Здесь G — массовый расход жидкости; скорость газа u_0^0 в сечении AA_1 (см. рис. 1) рассчитывается по изэнтропическим соотношениям с учетом параметров в ресивере; ρ_w^0 — плотность вещества капель.

Уравнения движения несущей среды (1)–(4) фактически уже записаны в безразмерном виде:

$$p^* = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M\right)^{-\gamma/(\gamma-1)}, \quad \rho^* = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M\right)^{-1/(\gamma-1)}, \quad V^* = M \left(\frac{\gamma p^*}{\rho^*}\right)^{1/2}.$$

Уравнение неразрывности ионов (5) с учетом выражений (6) и (13) в безразмерном виде записывается следующим образом:

$$\frac{\partial q^*}{\partial t^*} + \frac{\partial}{\partial z^*} q^* \left(u^* + \frac{b^*}{\text{Re}_q} E_z^*\right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r^* q^* \left(v^* + \frac{b^*}{\text{Re}_q} E_r^*\right) = -R_s (n_p^* q^* I^*). \quad (16)$$

В (16) входят два безразмерных параметра

$$\text{Re}_q = \frac{u_0}{b_0 E_0}, \quad R_s = \frac{4\pi a D_i L n_p^0}{u_0},$$

где Re_q — электрическое число Рейнольдса; параметр R_s характеризует скорость налипания ионов на капли.

Уравнение Пуассона (7) в безразмерных переменных принимает вид

$$\frac{\partial^2 \varphi^*}{\partial r^{*2}} + \frac{1}{r^*} \frac{\partial \varphi^*}{\partial r^*} + \frac{\partial^2 \varphi^*}{\partial z^{*2}} = -Q (q^* + R_p e_p^* n_p^*), \quad (17)$$

где $Q = 4\pi q_0 L / \varepsilon E_0$, $R_p = n_p^0 akT / e q_0$. Параметр Q характеризует вклад объемного заряда ионов в изменение приложенного электрического поля, R_p — относительный вклад заряда капель в объемный заряд среды.

Уравнение (9), описывающее изменение заряда частицы при движении ее вдоль траектории, в безразмерном виде

$$\frac{de_p^*}{dt^*} = \frac{\varepsilon Q q^* I^*}{\text{Re}_q} \quad (18)$$

не содержит новых безразмерных параметров.

Выражение для полного тока выноса из сопла

$$J = 2\pi \int_0^R [(q + q_p)u + qb_i E_z] r dr$$

в безразмерных переменных имеет вид

$$J^* = \int_0^{R^*} [(q^* + R_p e_p^* n_p^*) u^* + \frac{q^* E_z^*}{R_s c q}] r^* dr^*$$

Здесь R — радиус выходного сечения сопла BB_1 (рис. 1); $J^* = J/(2q_0 u_0 \pi R^2)$.

Приведем безразмерное значение напряженности электрического поля E_w^* , которое выработывается на поверхности устойчиво коронирующего электрода [5]

$$E_w^* = 12,2\delta[1 + 0,298(r_0\delta)^{-1/2}],$$

где r_0 — локальный радиус кривизны коронирующего электрода (иглы); $\delta = \rho/\rho_{nc}$ (ρ_{nc} — плотность воздуха при нормальных условиях, $p = 0,1$ МПа, $T = 293$ К). Напомним, что значение E_w^* используется в итерационной процедуре для расчета граничного значения плотности объемного заряда ионов q_w^* .

Сформулированная выше задача о течении в сопле двухфазной смеси ионизованного в коронном разряде газа с каплями жидкости решается численно.

Алгоритм численного решения. Задается начальное распределение плотности объемного заряда ионов и капель (удобно считать эти величины нулевыми во всей области течения). Интегрируется уравнение Пуассона (17), и в нулевой итерации находится внешнее электрическое поле. Для численного решения (17) используется метод конечных элементов на треугольных сетках. Далее из уравнения (16) определяется q^* в первой итерации. Интегрирование (16) проводится разностным методом на прямоугольной сетке с заданными сгущениями. Распределение заряда частиц e_p вдоль некоторого выбранного набора траекторий, покрывающих всю область течения, находится после интегрирования уравнений (18) методом Рунге — Кутты. Далее из (17) определяется новое распределение электрического потенциала и напряженности электрического поля, с помощью (8) вычисляется граничное значение переменной q^* , вновь интегрируется (16) и т. д. Процесс итераций заканчивается при выходе на стационарное распределение q^* во всей области течения, при этом, как уже отмечалось, напряженность поля на поверхности иглы должна иметь заданное значение E_w^* . В описанном алгоритме время t^* в уравнении (16) является итерационным параметром.

Результаты расчетов тока выноса из сопла. Варьировались условия в ресивере и приложенная разность потенциалов φ_w . Считалось, что ионы газа по свойствам переноса подобны ионам NO^+ , а основным компонентом несущей среды является молекулярный азот N_2 . Использовались следующие исходные параметры: $E_0 = 10^6$ В/м, $L = 0,015$ м, $p_0 = 0,5$ МПа, $T_0 = 373$ К, $a = 10^{-6}$ м, $u_0 = 332$ м/с, $n_i^0 = 10^{16}$ м $^{-3}$, $\varepsilon = 1$, $\Omega_{ia}^{11} = 0,9$ нм 2 , $G = 10^{-2}$ кг/с, $\mu_a = 28$, $\mu_i = 30$ а. е. м., $n_p^0 = 1,33 \cdot 10^{14}$ м $^{-3}$. Здесь Ω_{ia}^{11} — сечение упругого рассеяния ион-нейтральная молекула; μ_a — молекулярная масса основного компонента несущего газа; μ_i — молекулярная масса иона.

Безразмерные величины, вычисленные по исходным параметрам, имеют следующие значения: $Re_q = 2,45$, $R_s = 0,2$, $R_p = 0,297$, $Q = 2,7$.

На рис. 2 показана зависимость тока выноса J от приложенной разности потенциалов φ_w для давления в ресивере $0,5$ МПа. При давлении в ресивере $p_0 = 0,2$ МПа и приложенном напряжении $\varphi_w = 15$ кВ ток выноса $J = 2,32 \cdot 10^{-4}$ А.

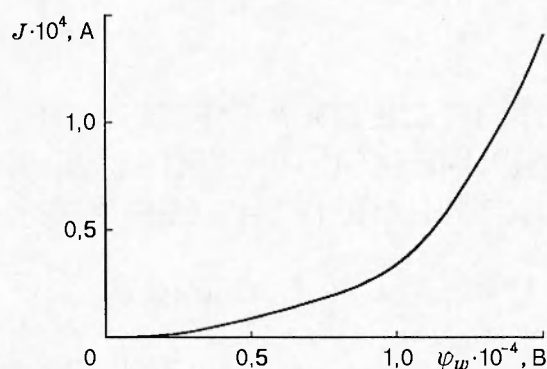


Рис. 2

Расчеты электрического тока выноса из сверхзвукового сопла с центральным коронирующим игольчатым электродом и двухфазной рабочей средой газ — капли показывают, что построенная модель течения, разработанный алгоритм и созданные программы дают возможность вести численные исследования с целью оптимизации устройства, являющегося источником заряженного аэрозоля.

Авторы благодарят А. В. Филиппова за помощь в проведении расчетов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 95-01-01046).

ЛИТЕРАТУРА

1. Ушаков В. В., Франчук Г. М. Зарядка аэрозольных частиц в одномерном электрогидродинамическом потоке // Магнитная гидродинамика. 1973. № 2. С. 70–75.
2. Филиппов А. В. Смешанная зарядка аэрозольных частиц. Асимптотика и интерполяционные формулы для тока электризации // ПМТФ. 1989. № 6. С. 23–28.
3. Васильева Н. Л., Седова Г. Л., Филиппов А. В. О влиянии аэрозольных частиц на параметры коронного разряда и ток выноса в одномерных электрогидродинамических потоках // ПМТФ. 1988. № 5. С. 19–25.
4. Райзер Ю. П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1987.
5. Ватажин А. Б., Грабовский В. И., Лихтер В. А., Шульгин В. И. Электрогазодинамические течения. М.: Наука, 1983.
6. Филиппов А. В. Исследование процесса зарядки аэрозольных частиц в электрическом поле с учетом диффузии ионов // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1986. № 1. С. 177–180.
7. Klett J. D. Ion transport to cloud droplets by diffusion and conduction and the resulting droplet charge distribution // J. Atm. Sci. 1971. V. 28, N 1. P. 78.
8. White H. J. Industrial Electrostatic Precipitation. N. Y.: Addison-Wesley, 1963.

Поступила в редакцию 13/II 1997 г.