

# ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ НАПЫЛЕНИЯ ЗАРЯЖЕННОГО АЭРОЗОЛЯ В ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОМ ПОЛЕ

А.Л. Тукмаков

*Институт механики и машиностроения КазНЦ РАН  
420111, Казань, ул. Лобачевского 2/31  
e-mail: [tukmakov@mail.knc.ru](mailto:tukmakov@mail.knc.ru)*

В работе описан процесс перемещения твердых заряженных аэрозольных частиц в потоке газозвеси в электрическом поле, созданном коронирующим электродом распылителя, заземленной поверхностью, на которую осуществляется напыление и зарядом, который несут аэрозольные частицы в межэлектродном пространстве. Решение основано на применении модели двухтемпературной двухскоростной монодисперсной среды без фазовых переходов и коагуляции в предположении, что вязкостью обладает только несущая среда, которая описывается системой уравнений Навье – Стокса для сжимаемого газа. Дисперсная фаза описывается уравнением сохранения массы, уравнениями сохранения компонент импульса с учетом действия силы Кулона и аэродинамического трения и уравнением сохранения внутренней энергии. Система записывается в обобщенных координатах в безразмерной форме и решается явным методом Мак-Кормака с расщеплением по пространственным направлениям и консервативной схемой коррекции. Метод применяется для исследования полей скорости и плотности газозвеси в межэлектродном пространстве и вблизи поверхности, на которую происходит напыление.

*Ключевые слова:* двухскоростная двухтемпературная монодисперсная газозвесь, электрическое поле, сила Кулона, уравнения Навье – Стокса, явная схема Мак-Кормака.

## 1. Введение

Моделирование движения газозвеси при распылении ее в электрическом поле может быть использовано для оптимизации ряда технологических процессов, таких как порошковое напыление или очистка промышленных газов в электростатических фильтрах. В этом случае интерес представляет характер распределения плотности и скорости заряженных аэрозольных частиц в межэлектродном пространстве. Факторами, влияющими на пространственное распределение средней плотности и скорости твердых частиц, являются форма электродов и геометрия межэлектродного пространства, разность потенциалов и напряженность электрического поля, скорость и концентрация несущей и дисперсной фазы в потоке, размеры, плотность и заряд аэрозольных частиц. С ростом средней плотности твердой фазы, возрастает ее влияние на динамику газозвеси и для описания процесса ее распространения требуется описать межфазный обмен импульсом и энергией [1-4]. Модель процесса может быть построена на основе уравнений движения двухскоростной двухтемпературной среды без фазовых переходов [2], в которой учитывается воздействие на заряженную газозвесь электрического поля [5], созданного как электродами, так и распределенным в межэлектродном пространстве зарядом газозвеси.

## 2. Уравнения движения несущей среды

Система уравнений движения несущей среды, в качестве которой рассматривается вязкий сжимаемый теплопроводный газ, в декартовых координатах в двумерной постановке, с учетом межфазного обмена импульсом и энергией, имеет следующий вид [2, 6]:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} = 0,$$

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u^2 + (1-\alpha)p - \tau_{xx}) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho uv - \tau_{xy}) = -F_x,$$

$$\frac{\partial(\rho v)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho uv - \tau_{xy}) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v^2 + (1-\alpha)p - \tau_{yy}) = -F_y,$$

$$\frac{\partial(e)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}\left([e + (1-\alpha)p - \tau_{xx}]u - \tau_{xy}v + \lambda \frac{\partial T}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left([e + (1-\alpha)p - \tau_{yy}]v - \tau_{xy}u + \lambda \frac{\partial T}{\partial y}\right) =$$

$$= -Q - |F_x|(u - u_l) - |F_y|(v - v_l),$$

$$p = (\gamma - 1)\left(e - \rho(u^2 + v^2)/2\right), \quad e = I + \rho(u^2 + v^2)/2,$$

$$\tau_{xx} = \mu \left(2 \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3} D\right), \quad \tau_{yy} = \mu \left(2 \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{2}{3} D\right), \quad \tau_{xy} = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x}\right), \quad D = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}.$$

Здесь  $\rho$ ,  $u$ ,  $v$ ,  $u_l$ ,  $v_l$ ,  $e$ ,  $\lambda$ ,  $\mu$  – плотность, составляющие скорости несущей и дисперсной фаз, полная энергия, коэффициенты теплопроводности и вязкости несущей фазы. Величины  $F_x$ ,  $F_y$ ,  $Q$  определяются законами межфазного трения и теплообмена;  $I = RT/(\gamma - 1)$  – внутренняя энергия газа.

### 3. Уравнения движения дисперсной фазы

Динамика дисперсной фазы описывается уравнением сохранения средней плотности дисперсной фазы, уравнениями сохранения компонент импульса и уравнением сохранения внутренней энергии [2]. В уравнении сохранения  $y$ -составляющей импульса дисперсной фазы учитывается влияние силы тяжести:

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_1 u_1)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho_1 v_1)}{\partial y} = 0,$$

$$\frac{\partial(\rho_1 u_1)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho_1 u_1^2) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho_1 u_1 v_1) = F_x - F_{ex} - \alpha \frac{\partial p}{\partial x},$$

$$\frac{\partial(\rho_1 v_1)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho_1 u_1 v_1) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho_1 v_1^2) = F_y - F_{ey} - \alpha \frac{\partial p}{\partial y} - \rho_1 g,$$

$$\frac{\partial(e_1)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(e_1 u_1) + \frac{\partial}{\partial y}(e_1 v_1) = \text{Nu} \frac{6\alpha}{(2r)^2} \lambda (T - T_1), \quad \rho_1 = \alpha \rho_{10}, \quad e_1 = \rho_1 C_p T_1.$$

Здесь  $\alpha$ ,  $\rho_1$ ,  $e_1$ ,  $T_1$ ,  $g$  – объемное содержание, средняя плотность, внутренняя энергия и температура дисперсной фазы, ускорение силы тяжести;  $C_p$ ,  $\rho_{10}$  – теплоемкость и плотность вещества твердой фазы. Составляющие силы трения  $F_x$  и  $F_y$  определяются следующим образом [2]:

$$F_x = \frac{3}{4} \frac{\alpha}{(2r)} C_d \rho \sqrt{(u-u_1)^2 + (v-v_1)^2} (u-u_1),$$

$$C_d = C_d^0 \psi(M_{10}) \varphi(\alpha),$$

$$F_y = \frac{3}{4} \frac{\alpha}{(2r)} C_d \rho \sqrt{(u-u_1)^2 + (v-v_1)^2} (v-v_1),$$

$$C_d^0 = \frac{24}{\text{Re}_{10}} + \frac{4}{\text{Re}_{10}^{0.5}} + 0.4, \quad \psi(M_{10}) = 1 + \exp\left(-\frac{0.427}{M_{10}^{0.63}}\right),$$

$$\varphi(\alpha) = (1-\alpha)^{-2.5}, \quad \text{Re}_{10} = \rho |\bar{V} - \bar{V}_1| 2r/\mu, \quad M_{10} = |\bar{V} - \bar{V}_1|/c,$$

$$\text{Nu} = 2\exp(-M_{10}) + 0.459\text{Re}_{10}^{0.55}\text{Pr}^{0.33}, \quad \text{Pr} = \gamma C_p \mu / \lambda, \quad 0 \leq M_{10} \leq 2, \quad 0 \leq \text{Re}_{10} < 2 \cdot 10^5.$$

Составляющие силы Кулона на единицу объема газозвеси определяются через ее удельный заряд, объемную плотность твердой фазы и напряженность электрического поля:  $F_{ex} = -q\rho_1 \partial\varphi/\partial x$ ,  $F_{ey} = -q\rho_1 \partial\varphi/\partial y$ , где  $q$  – удельный заряд единицы массы твердой фракции,  $\varphi$  – потенциал электростатического поля. Температура несущей среды находится из соотношения:  $T = (\gamma - 1)(e/\rho - 0.5(u^2 + v^2))/R$ . Внутренняя энергия взвешенной в газе твердой фазы определяется как  $e_I = \rho_I C_p T_I$ . В уравнение энергии для несущей фазы входит коэффициент теплопроводности газа  $\lambda$  и тепловой поток за счет теплообмена между газом и частицей:  $Q = \alpha^T 4\pi r^2 (T - T_I) n = 3\alpha \alpha^T 4\pi r^2 (T - T_I) / 4\pi r^3 = 3\alpha \alpha^T (T - T_I) / r = 6\alpha \text{Nu} \lambda (T - T_I) / (2r)^2$ , где  $\text{Nu} = 2r\alpha^T/\lambda$  – число Нуссельта,  $n$  – концентрация частиц.

#### 4. Уравнения движения монодисперсной двухтемпературной двухскоростной среды в обобщенных координатах

Запишем систему уравнений двухфазной двухскоростной и двухтемпературной заряженной газозвеси в безразмерном виде в обобщенных координатах. Обозначим через  $\rho_0, c, L$  невозмущенные значения плотности и скорости звука в газе, а также характерный линейный размер задачи. Безразмерные переменные обозначим значком “ $\sim$ ”. Тогда  $\rho = \rho_0 \tilde{\rho}$ ,  $u = c\tilde{u}$ ,  $v = c\tilde{v}$ ,  $p = \rho_0 c^2 \tilde{p}$ ,  $x = L\tilde{x}$ ,  $y = L\tilde{y}$ ,  $t = (L/c)\tilde{t}$ ,  $T = \tilde{T}/\rho_0 c^3 L$ . Подставим эти выражения в уравнения неразрывности, сохранения импульса и энергии газа. Для получения безразмерной формы уравнений движения фракции частиц используем соотношения:  $\rho_1 = \rho_{10} \tilde{\rho}_1$ ,  $u_1 = c\tilde{u}_1$ ,  $v_1 = c\tilde{v}_1$ ,  $e_1 = (\rho_{10} C_p T_{10}) \tilde{e}$ . Здесь  $\rho_{10}$  – невозмущенная плотность фракции частиц:  $\rho_{10} = \alpha \rho_T$ , здесь  $\alpha$  – начальное объемное содержание твердой фракции,  $\rho_T$  – плотность вещества твердой фазы,  $C_p$  и  $T_{10}$  – удельная теплоемкость и выбранная для получения безразмерной величины температура твердой фазы. Далее значок “ $\sim$ ” опустим. В обобщенных координатах [6, 7] система уравнений движения двухфазной двухтемпературной двухскоростной монодисперсной среды приобретает вид

$$\mathbf{q}_t + \mathbf{E}_\xi + \mathbf{F}_\eta = \mathbf{H}, \quad \mathbf{q} = \left[ \frac{\rho}{J}, \frac{\rho_1}{J}, \frac{\rho u}{J}, \frac{\rho v}{J}, \frac{\rho_1 u_1}{J}, \frac{\rho_1 v_1}{J}, \frac{e}{J}, \frac{e_1}{J} \right]^T, \quad (1)$$

$$\mathbf{E} = \begin{bmatrix} \frac{\xi_t \rho + \xi_x \rho u + \xi_y \rho v}{J} \\ \frac{\xi_t \rho_1 + \xi_x \rho_1 u_1 + \xi_y \rho_1 v_1}{J} \\ \frac{\xi_t \rho u + \xi_x (\rho u^2 + p - \tau_{xx}) + \xi_y (\rho uv - \tau_{xy})}{J} \\ \frac{\xi_t \rho v + \xi_x (\rho uv - \tau_{xy}) + \xi_y (\rho v^2 + p - \tau_{yy})}{J} \\ \frac{\xi_t \rho_1 u_1 + \xi_x (\rho_1 u_1^2) + \xi_y (\rho_1 u_1 v_1)}{J} \\ \frac{\xi_t \rho_1 v_1 + \xi_x (\rho_1 u_1 v_1) + \xi_y (\rho_1 v_1^2)}{J} \\ \frac{\xi_t e + \xi_x ((e + p - \tau_{xx})u - \tau_{xy}v + \lambda \partial T / \partial x)}{J} \\ + \frac{\xi_y ((e + p - \tau_{yy})v - \tau_{xy}u + \lambda \partial T / \partial y)}{J} \\ \frac{\xi_t e_1 + \xi_x (e_1 u_1) + \xi_y (e_1 v_1)}{J} \end{bmatrix}, \mathbf{F} = \begin{bmatrix} \frac{\eta_t \rho + \eta_x \rho u + \eta_y \rho v}{J} \\ \frac{\eta_t \rho_1 + \eta_x \rho_1 u_1 + \eta_y \rho_1 v_1}{J} \\ \frac{\eta_t \rho u + \eta_x (\rho u^2 + p - \tau_{xx}) + \eta_y (\rho uv - \tau_{xy})}{J} \\ \frac{\eta_t \rho v + \eta_x (\rho uv - \tau_{xy}) + \eta_y (\rho v^2 + p - \tau_{yy})}{J} \\ \frac{\eta_t \rho_1 u_1 + \eta_x (\rho_1 u_1^2) + \eta_y (\rho_1 u_1 v_1)}{J} \\ \frac{\eta_t \rho_1 v_1 + \eta_x (\rho_1 u_1 v_1) + \eta_y (\rho_1 v_1^2)}{J} \\ \frac{\eta_t e + \eta_x ((e + p - \tau_{xx})u - \tau_{xy}v + \lambda \partial T / \partial x)}{J} \\ + \frac{\eta_y ((e + p - \tau_{yy})v - \tau_{xy}u + \lambda \partial T / \partial y)}{J} \\ \frac{\eta_t e_1 + \eta_x (e_1 u_1) + \eta_y (e_1 v_1)}{J} \end{bmatrix},$$

$$\mathbf{H} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ \frac{-\tilde{F}_x + \alpha \partial p / \partial x}{J} \\ \frac{-\tilde{F}_y + \alpha \partial p / \partial y}{J} \\ \frac{\tilde{F}_x \rho_0 / \rho_{10} + \tilde{F}_{ex} - \alpha (\partial p / \partial x) \rho_0 / \rho_{10}}{J} \\ \frac{\tilde{F}_y \rho_0 / \rho_{10} + \tilde{F}_{ey} - \alpha (\partial p / \partial y) \rho_0 / \rho_{10} + \tilde{F}_T}{J} \\ \frac{-\hat{Q} - \tilde{F}_x (u - u_1) - \tilde{F}_y (v - v_1) + \alpha \partial (pu) / \partial x + \alpha \partial (pv) / \partial y}{J} \\ \frac{\hat{Q}_1}{J} \end{bmatrix}, \begin{aligned} \xi_t &= -x_t \xi_x - y_t \xi_y, \\ \eta_t &= -x_t \eta_x - y_t \eta_y, \\ J &= \begin{vmatrix} \xi_x & \xi_y & \xi_t \\ \eta_x & \eta_y & \eta_t \\ 0 & 0 & 1 \end{vmatrix}. \end{aligned}$$

Значок “~” для обозначения переменных в безразмерном виде здесь и далее не применяется. Давление несущей среды определено выше. Составляющие сил трения и Кулона, а также тепловые потоки в правых частях уравнений сохранения энергии для фракции газа и фракции частиц определяются следующим образом:

$$\begin{aligned} \tilde{F}_x &= \frac{3}{4} \frac{\alpha}{(2r)} C_d \rho \sqrt{(u - u_1)^2 + (v - v_1)^2} (u - u_1) L / \rho_0 c^2, \\ \tilde{F}_y &= \frac{3}{4} \frac{\alpha}{(2r)} C_d \rho \sqrt{(u - u_1)^2 + (v - v_1)^2} (v - v_1) L / \rho_0 c^2, \\ \tilde{F}_{ex} &= -q \rho_1 \frac{\partial \varphi}{\partial x} / (\rho_{10} c^2 / L), \quad \tilde{F}_{ey} = -q \rho_1 \frac{\partial \varphi}{\partial y} / (\rho_{10} c^2 / L), \quad \tilde{F}_T = -\rho_1 g / (\rho_{10} c^2 / L), \end{aligned}$$

$$\hat{Q} = QL / \rho_0 c^3, \quad \hat{Q}_1 = Q(L / \rho_0 c^3)(\rho_0 c^3 / L)L / \rho_{10} C_T T_{10} c = \hat{Q} \frac{\rho_0}{\rho_{10}} \frac{c^2}{C_T T_{10}}.$$

Здесь физическая область течения в переменных  $(x, y, t)$  отображается на каноническую расчетную область в переменных  $(\xi, \eta, t)$  [6, 7]. В правой части системы введены обозначения пространственных производных:  $\partial / \partial x = \xi_x \partial / \partial \xi + \eta_x \partial / \partial \eta$ ,  $\partial / \partial y = \xi_y \partial / \partial \xi + \eta_y \partial / \partial \eta$ . Система (1) дополнялась уравнением модели Спаларта-Аллмараса [9] для кинематической вязкости и решалась явным методом Мак-Кормака второго порядка в обобщенных координатах [6-7]:  $\xi = \xi(x, y, t)$ ,  $\eta = \eta(x, y, t)$  с последующим применением схемы нелинейной коррекции решения [8, 10].

## 5. Результаты расчетов динамики газозвеси в электрическом поле

На рисунке 1 приведена схема расчетной области и показано расположение электродов. Распыление аэрозоля происходит через канал с сечением  $CC_1$ . На оси симметрии располагается коронирующий электрод  $OO_1$ , к которому подводится потенциал  $\varphi_1$ .

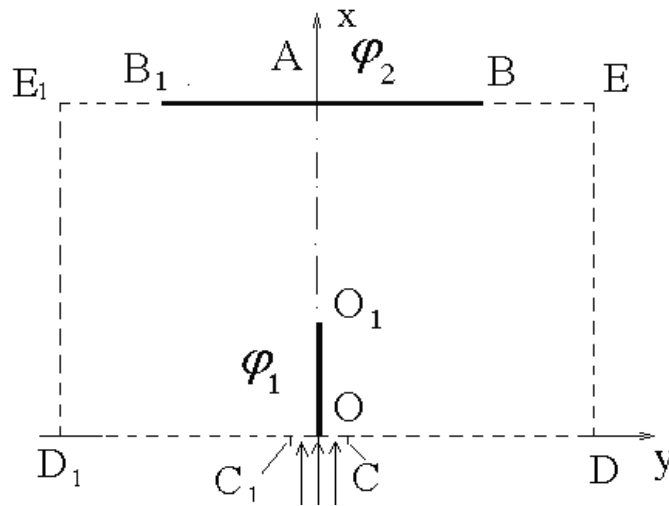


Рис. 1. Схема расчетной области.

Поперек потока располагается пластина  $BB_1$  с потенциалом  $\varphi_2$ , на которую в процессе распространения аэрозоля осаждается твердая фаза. В начальный момент времени смесь неподвижна, температуры фаз одинаковы  $T_0 = T_{10}$ , задаются плотность воздуха, объемное содержание дисперсной фазы  $\alpha$  внутри расчетной области и на ее границах. Потенциал электрического поля, созданный электродами и заряженной газозвесью в межэлектродном пространстве находится из решения уравнения Пуассона с неоднородными граничными условиями 1 рода на поверхности электродов и с однородными условиями 2 рода на свободных границах расчетной области (рис. 1) с учетом симметрии задачи:

$$\Delta^2 \varphi = -q / \varepsilon_0, \quad \varphi = \varphi_1: (x, y) \in (OO_1); \quad \varphi = \varphi_2: (x, y) \in (AB); \quad \frac{\partial \varphi}{\partial x} = 0: (x, y) \in (OD);$$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial x} = 0: (x, y) \in (BE); \quad \frac{\partial \varphi}{\partial y} = 0: (x, y) \in (DE), (x, y) \in (O_1A).$$

Здесь  $q = q_0 \rho_1$  – объемная плотность электрического заряда,  $q_0$  – удельный электрический заряд единицы массы, который приобретает газозвесь в поле коронного разряда,  $\rho_1$  – средняя плотность газозвеси,  $\varepsilon_0 = 10^{-9} / 36\pi$  Ф/м – диэлектрическая постоянная. Распреде-

ление потенциала находится итерационным методом Зейделя на конечно-разностной сетке, построенной для газодинамической задачи.

Предполагалось, что распыление газозвеси происходит на участке  $CC_1$ , где задается скорость течения несущей среды. На поверхности электродов для скорости газа ставилось условие прилипания. Для плотности, энергии, давления и температуры газа на поверхности электродов и на внешних границах задавалось условия Неймана. Предполагалось, что дисперсная фаза несет положительный заряд, который она получает в поле коронного разряда вблизи электрода ( $OO_1$ ) [11]. Удельная плотность заряда на единицу массы газозвеси  $q_0$  известна и является параметром технологического процесса. Для скорости частиц на поверхности электрода ( $OO_1$ ) задавалось условие проскальзывания; на поверхности электрода ( $BB_1$ ) с потенциалом  $\varphi_2$  ставилось условие прилипания. Для плотности и энергии дисперсной фазы на поверхности электродов и на внешних границах расчетной области ставились условия Неймана.

**5.1. Влияние заряженной дисперсной фазы на напряженность электрического поля в межэлектродном пространстве.** Оценим влияние заряженной газозвеси на параметры электрического поля в межэлектродном пространстве.

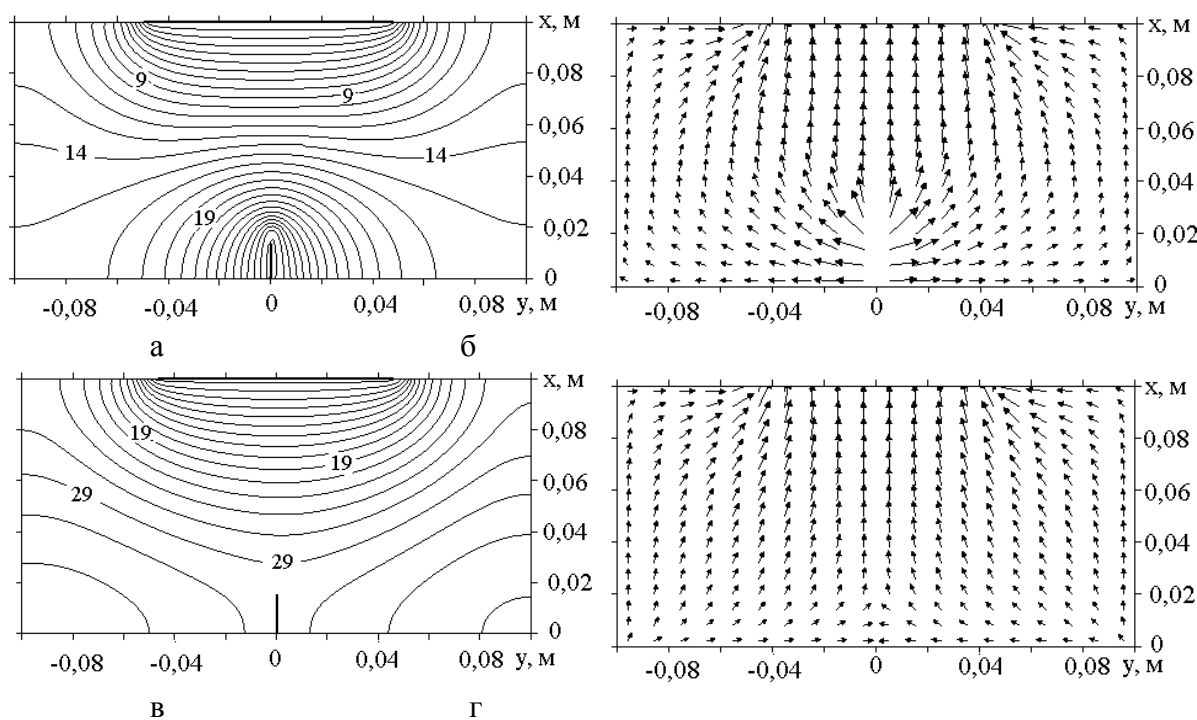


Рис. 2. Электрическое поле в межэлектродном пространстве.

*а, б* – распределение потенциала и напряженность электрического поля, созданные электродами при  $\varphi_1 = 30$  кВ,  $\varphi_2 = 0$ ; *в, г* – распределение потенциала и напряженность электрического поля, созданные электродами и заряженной газозвесью.

На рис.2, *а, б* показаны эквипотенциальные линии и вектора напряженности электрического поля, полученные без учета потенциала заряженной газозвеси в случае, когда длина коронирующего электрода  $|OO_1|$  составляет 0,02 м, а потенциалы электродов  $\varphi_1 = 30$  кВ,  $\varphi_2 = 0$ , расстояние между электродами  $|O_1A| = 0,08$  м, а в поперечном направлении ширина расчетной области  $|D_1D| = 0,2$  м. Наибольший потенциал  $\varphi_1 = 30$  кВ локализован вблизи электрода  $OO_1$ . На рис.2, *в, г* показаны те же характеристики поля, в случае, когда заряженная мелкодисперсная газозвесь со средней плотностью  $\rho_1 = 0,1$  кг/м<sup>3</sup>, радиусом частиц  $R = 1$  мкм и удельной массовой плотностью заряда  $q_0 = 0,5 \cdot 10^{-3}$  Кл/кг равномерно заполняет межэлектродное пространство. В этом случае потенциал межэлек-

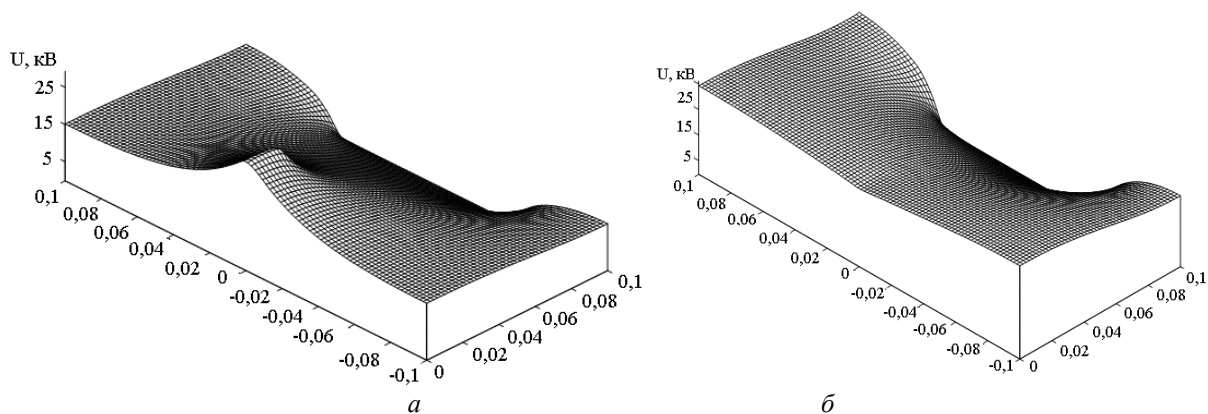


Рис. 3. Распределение потенциала электрического поля, созданного электродами при  $\phi_1 = 30\text{кВ}$ ,  $\phi_2 = 0$  (а) и созданного электродами и заряженной газозвесью (б).

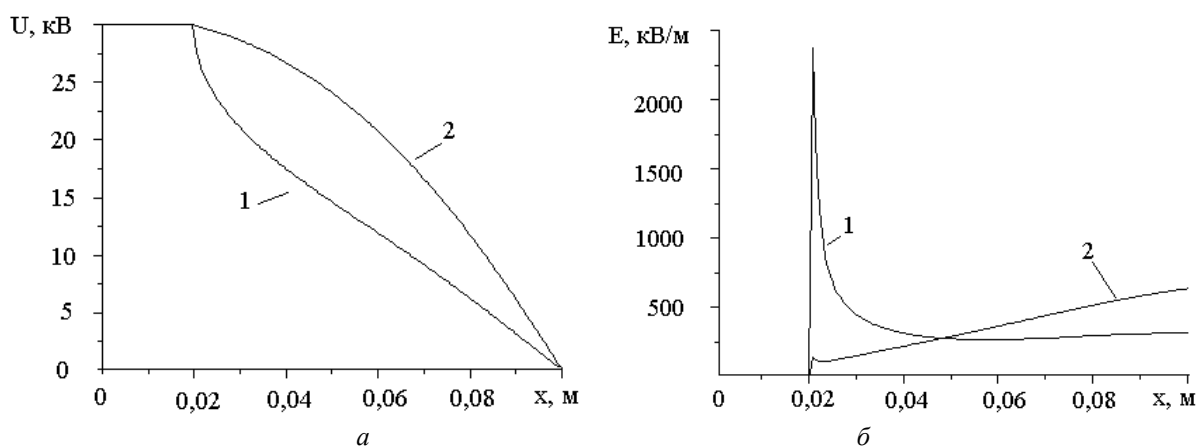


Рис. 4. Распределение потенциала (а) и напряженности электрического поля (б) на оси симметрии межэлектродного пространства области.  
1 – поле создано электродами с разностью потенциалов 30 кВ, 2 – поле создано электродами и заряженной газозвесью.

тродного пространства выравнивается и приближается к потенциалу коронирующего электрода (рис.3, а, б). На рис. 4, а, б показаны распределения потенциала и напряженности электрического поля вдоль оси расчетной области с учетом и без учета пространственного заряда. Распределенная в пространстве газозвесь снижает напряженность поля вблизи коронирующего электрода  $OO_1$  и повышает ее вблизи электрода-мишени (рис.4, б).

**5.2. Движение заряженной газозвеси под действием силы аэродинамического сопротивления в электрическом поле.** Пусть на отрезке  $CC_1$  продольная составляющая скорости газа  $u = 0,033 \cdot c$ , где  $c$  - скорость звука в воздухе, поперечная составляющая  $v = 0$ . Начальная плотность воздуха  $\rho_0 = 1,29 \text{ кг/м}^3$ , температуры фаз одинаковы  $T_0 = T_{10} = 290\text{К}$ ,  $c = 35 \text{ м/с}$ . Начальное объемное содержание твердой фазы внутри расчетной области  $\alpha = 0,0001$  при плотности вещества фазы  $\rho_T = 1000 \text{ кг/м}^3$  и безразмерной объемной плотности  $\rho_1 = 1$ . На участке границы  $CC_1$  во входном потоке  $\rho_1 = 2$ . Внутри расчетной области в начальный момент времени смесь неподвижна, задаются потенциалы электродов  $\phi_1 = 30\text{кВ}$  и  $\phi_2 = 0$ . Расстояние от входной границы до поверхности напыления  $|OA| = 0,1\text{м}$ , ширина пластины  $|BB_1| = 0,1 \text{ м}$ . Длина коронирующего электрода  $|OO_1| = 0,02\text{м}$ , ширина канала распылителя  $|CC_1| = 0,005 \text{ м}$ , ширина расчетной области  $|DD_1| = 0,2 \text{ м}$ . Расчетная область  $D_1E_1ED$  (см. рис. 1) покрывалась равномерной сеткой с числом узлов  $I \times J = 200 \times 200$ . При  $t > 0$  газозвесь начинает втекать в расчетную область через участок  $CC_1$ , формируются поля давления, скорости и плотности фаз.

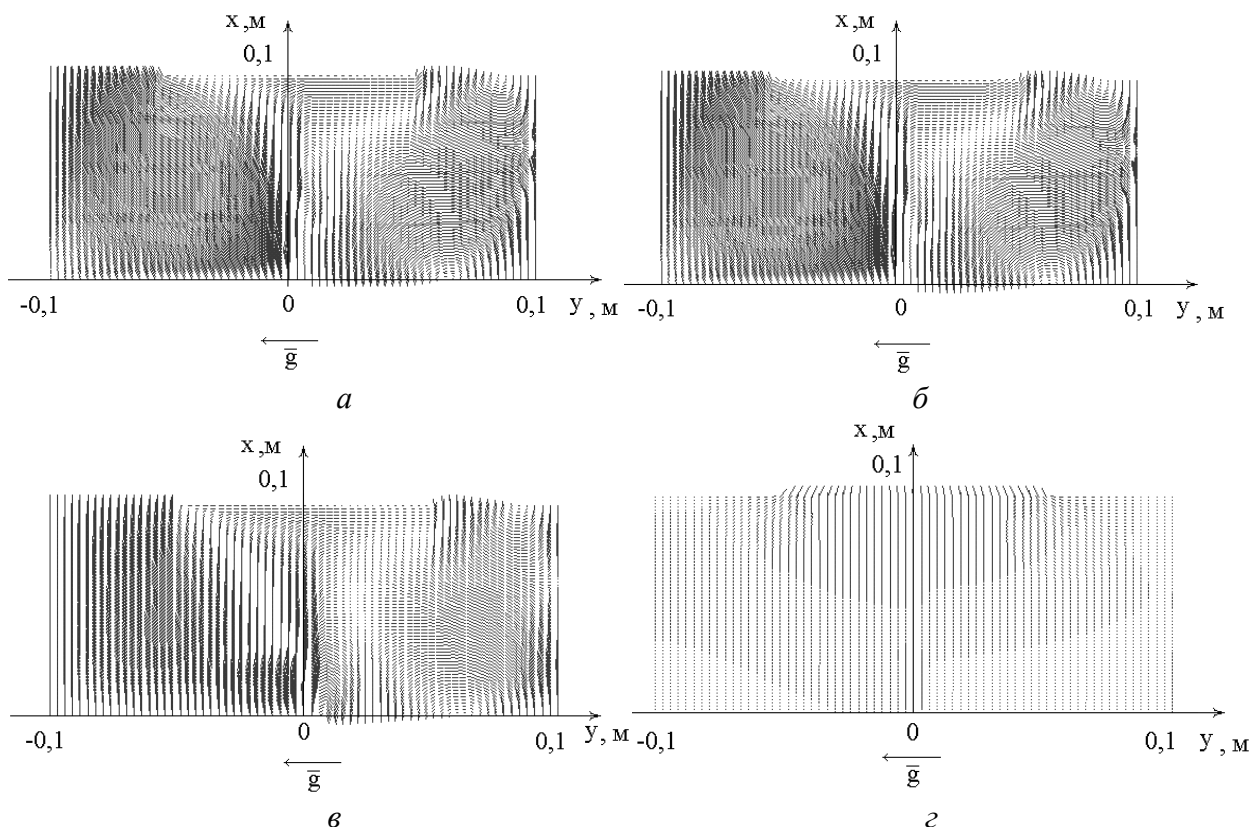


Рис. 5. Поля скоростей газа и дисперсной фазы в квазистационарном режиме течения. *a, б* – поля скоростей газа и частиц радиусом 1 мкм; *в, г* – поля скоростей газа и частиц радиусом 30 мкм.

На рис.5, *a, б* приведены поля скоростей несущей (*a*) и взвешенной фазы (*б*) в момент времени  $t = 0,01$  с для мелкодисперсной газозвеси ( $R = 1$  мкм). Несимметрия течения вызвана силой тяжести, действующей на аэрозольные частицы. В силу малой инерционности и малой средней плотности, поле скоростей дисперсной фазы идентично полю скоростей газа. Для частиц с радиусом 1 мкм сила аэродинамического сопротивления на несколько порядков превышает силу Кулона даже вблизи поверхности электрода-мишени. По этой причине (рис. 5, *б*) скорости частиц направлены по касательной к поверхности, мелкодисперсная газозвесь обтекает электрод-мишень, осаждение незначительно.

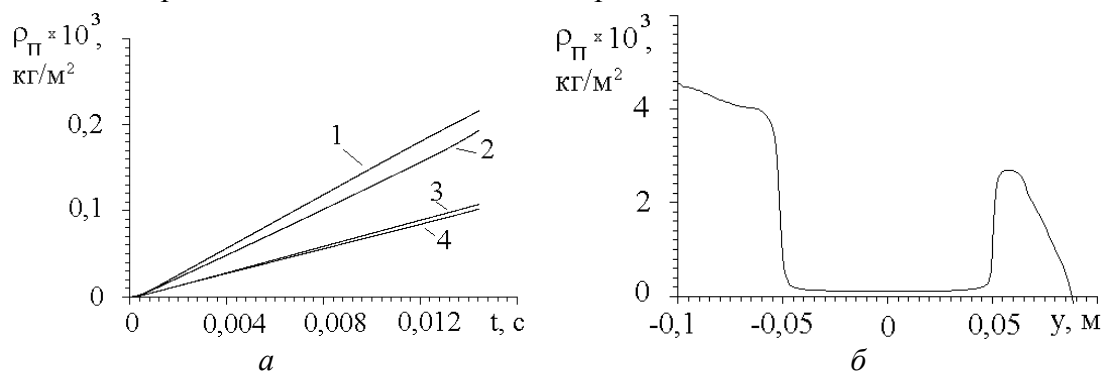


Рис. 6. Плотность распыляемой газозвеси на поверхности электрода-мишени. *a* – изменение поверхностной плотности во времени; *б* – распределение в момент времени  $t = 0,014$  с на поверхности ( $-0,05 \text{ м} < y < 0,05 \text{ м}$ ). Радиус частиц 1 мкм.

На рис. 6, *a* показано изменение во времени поверхностной плотности дисперсной фазы

$$\rho_{\Pi}(t) = \int_0^t \rho_1 u_1 dt$$

в различных точках электрода-мишени, а на рис .6, *б* приведен интеграл по времени от потока плотности через выходную границу области, включая поверхность электрода.



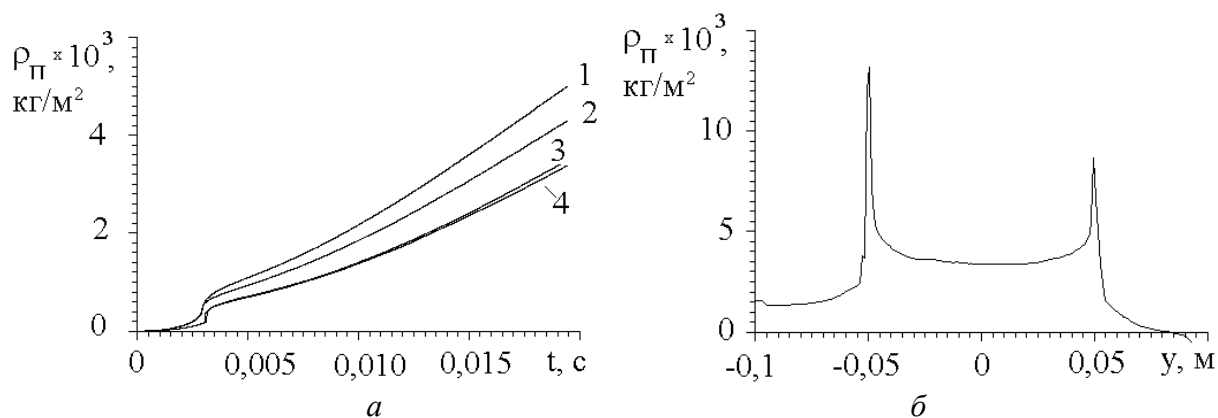


Рис. 7. Плотность распыляемой газозвеси на поверхности электрода-мишени. *а* – изменение поверхностной плотности во времени; *б* – распределение в момент времени  $t = 0,02$  с на поверхности ( $-0,05 \text{ м} < y < 0,05 \text{ м}$ ). Радиус частиц 30 мкм.

Картина течения газозвеси качественно меняется при увеличении радиуса аэрозольных частиц. На рис. 5, *в*, *г* показаны поля скоростей газа и дисперсной фазы, радиусы частиц которой  $R = 30$  мкм. В этом случае сила Кулона вблизи поверхности превосходит силу аэродинамического сопротивления, скорости частиц направлены вдоль силовых линий электрического поля, интенсивность осаждения частиц на поверхность существенно увеличивается. На рис. 7, *а* показано изменение во времени поверхностной плотности дисперсной фазы в различных точках электрода-мишени, а на рис. 7, *б* приведен интеграл по времени от потока плотности через выходную границу области, включая поверхность электрода. Сопоставление скоростей осаждения показывает, что поток плотности частиц с радиусом  $R = 30$  мкм приблизительно в 20 раз превосходит поток плотности частиц с радиусом  $R = 1$  мкм. Из рис. 7, *б* следует, что напыление крупных аэрозольных частиц происходит неравномерно – наибольшая поверхностная плотность достигается на краях пластины при  $y = -0,05$  м и при  $y = 0,05$  м.

Таким образом, скорость осаждения твердой фазы на поверхность электрода-мишени зависит от ее дисперсности. Мелкодисперсная газозвесь движется преимущественно под действием силы аэродинамического сопротивления и обтекание поверхности электрода-мишени сопровождается незначительным осаждением под действием силы Кулона. С увеличением радиуса аэрозольных частиц возрастает влияние силы Кулона, которая вблизи заряженной поверхности может превосходить силу аэродинамического трения. В результате частицы перемещаются вдоль силовых линий электрического поля, оканчивающихся на поверхности электрода-мишени, скорость осаждения возрастает. Расчеты показали, что при нанесении аэрозоля на плоскую поверхность, ориентированную нормально к оси напыления в электростатическом поле, твердая фаза наносится неравномерно и ее плотность возрастает в направлении свободной кромки, где она достигает наибольшего значения, что определяется большей напряженностью электростатического поля в этой области.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Рахматулин Х.А. Основы газодинамики взаимопроникающих движений сжимаемых сред // Прикладная математика и механика. 1956. Т. 20, № 2. С.184-195.
2. Кутушев А.Г. Математическое моделирование волновых процессов в аэродисперсных и порошкообразных средах. СПб.: Изд-во Недр. 2003. 283 с.
3. Ивандав А.И., Кутушев А.Г., Нигматулин Р.И. Газовая динамика многофазных сред. Ударные и детонационные волны в газозвесах // Итоги науки и техн. ВИНТИ. Сер. Механика жидкости и газа. 1981. Т. 16. С. 209-287.

4. Стернин Л.Е. Двухфазные моно- и полидисперсные течения газа с частицами. М.: Машиностроение, 1980. 176 с.
5. Фальковский О.И. Техническая электродинамика. СПб.: Изд-во “Лань”. 2009. 432 с.
6. Флетчер К. Вычислительные методы в динамике жидкостей. Т. 2. М.: Мир, 1991. 551 с.
7. Steger J. L. Implicit Finite-Difference Simulation of Flow about Arbitrary Two-Dimensional Geometries // AIAA J. 1978. Vol. 16, No 7. P. 679–686.
8. Жмакин А.И., Фурсенко А.А. Об одной монотонной разностной схеме сквозного счета // ЖВМ и МФ. 1980. Т. 20, № 4. С.1021-1031.
9. Catris S., Aupoix B. Density corrections for turbulence models // Aerospace Science and Technology. 2000. Vol. 4, № 1. P. 1-11.
10. Тукмаков А.Л. Численное моделирование колебаний монодисперсной газозвеси в нелинейном волновом поле // Прикладная механика и техническая физика. 2011. Т. 52, № 2. С.36-43.
11. Высоковольтные электротехнологии: Учебное пособие по курсу “Основы электротехнологии” / Под ред. И.П. Верещагина. М.: МЭИ, 1999. 204 с.