

### Summary

The properties of electrical discharge aluminium hydroxide and iron hydroxide have been investigated. On the basis of sedimentation technique the particle size of these materials was calculated. It was shown that the radius of particles depends on conditions of obtaining of the coagulants. Thus, the presence of copper, chromium and zinc salts in water solution results in increasing of the radii particles of the materials. Besides, the sedimentation behavior of the coagulants is also changed. Obtained facts have to be taken into account at the development of the processes of purification of galvanic pollution by the electric discharge coagulant method.

Ф.П. Гросу

## ЕСТЕСТВЕННАЯ КОНВЕКЦИЯ ЗАРЯЖЕННОГО ВЛАЖНОГО ВОЗДУХА В НАКЛОННОМ ПЛОСКОМ КОНДЕНСАТОРЕ

*Институт прикладной физики АН РМ,  
ул. Академией, 5, г. Кишинев, MD-2028, Республика Молдова  
Государственный аграрный университет Молдовы,  
ул. Мирчеица, г. Кишинев, MD-2049, Республика Молдова*

Рассмотрим конвективное движение влажного, электрически заряженного воздуха между пластинами плоскопараллельного конденсатора, поддерживаемыми при заданных разностях температур, влажностей и электрических потенциалов соответственно:

$$\Theta_s = T_1 - T_2; \quad r_s = s_1 - s_2; \quad \Phi_s = \Phi_1 - \Phi_2. \quad (1)$$

Такая задача может иметь непосредственное отношение к установке, предназначенной для получения влажного воздуха применительно, например, к электрогазодинамическому (ЭГД) ветровому генератору [1], а также к другим приложениям электрогидродинамики [2].

ЭГД-процессы, происходящие в условиях рис. 1, в общем случае описываются следующей системой уравнений:

$$\begin{aligned} \gamma \left[ \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \nabla) \vec{v} \right] &= -\nabla p + \gamma \vec{g} + \rho \vec{E} + \eta \nabla^2 \vec{v}; \quad \nabla \vec{v} = 0; \\ \frac{\partial T}{\partial t} + \vec{v} \nabla T &= a \nabla^2 T; \quad \gamma \left( \frac{\partial s}{\partial t} + \vec{v} \nabla s \right) = \nabla (\gamma D \nabla s), \quad s \equiv \gamma_n / \gamma; \\ \vec{j} &= \sigma \vec{E} + \rho \vec{v}; \quad \rho = \nabla (\epsilon \vec{E}); \quad \nabla \vec{j} = 0; \quad \vec{E} = -\nabla \Phi, \end{aligned} \quad (2)$$

где  $\gamma_n$  – плотность пара,  $s$  – удельное влагосодержание воздуха, удовлетворяющее четвертому уравнению (2). В уравнение Навье–Стокса, помимо гравитационной силы  $\gamma \vec{g}$ , для общности включена и кулоновская сила  $\rho \vec{E}$ . Однако в данной работе этой силой будем пренебрегать, ограничиваясь тем самым приближением “естественности” конвекции, когда движение обусловливается только архимедовыми силами и поле на движение воздуха не влияет, в то время как обратное влияние движения среды на распределения электрических характеристик имеет место, и оно осуществляется посредством конвективного электрического тока ( $\vec{j}_k \equiv \rho \vec{v}$ ) и зависимости электрофизических параметров  $\epsilon$  и  $\sigma$  от температуры и влажности.

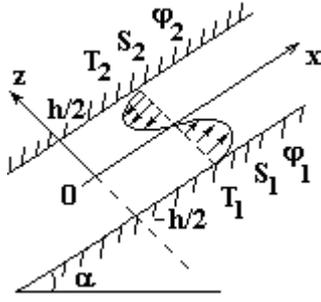


Рис. 1

В такой постановке первые четыре уравнения системы (2) образуют замкнутую систему уравнений естественной конвекции влажного воздуха без электрического фактора. Оставшиеся уравнения также образуют замкнутую систему, в которой скорость  $\vec{v}(z)$  предполагается известной из решения предыдущей системы.

Полагая конденсатор бесконечной протяженности, будем интересоваться стационарным  $\left(\frac{\partial}{\partial t} = 0\right)$  и одномерным движением воздуха, когда  $\vec{v} = \vec{i}v_x \equiv \vec{i}v(z)$ ,  $(\vec{v}\nabla)\vec{v} \equiv 0$ . Кроме того, будем считать  $T_1 = \text{const} > T_2 = \text{const}$ ,  $s_1 = \text{const} > s_2 = \text{const}$ , обосновывая тем самым предположение о зависимости этих функций только от поперечной координаты  $z$ , что приводит к еще более значительному упрощению задачи ввиду исчезновения конвективных слагаемых:  $\vec{v}\nabla T \equiv 0$ ;  $\vec{v}\nabla s \equiv 0$ . Положив далее

$$p' \equiv p - p_0; \quad \gamma' \equiv \gamma - \gamma_0; \quad T' \equiv T - T_0; \quad s' \equiv s - s_0,$$

где величины, отмеченные индексом "0", – равновесные (при  $v=0$ ), для гидродинамической части задачи из (2) найдем

$$-\nabla p' + \gamma' \vec{g} + \eta \nabla^2 \vec{v} = 0; \quad \nabla^2 T' = 0; \quad \nabla^2 s' = 0, \quad (3)$$

где учтено уравнение равновесия

$$-\nabla p_0 + \gamma_0 \vec{g} = 0,$$

из которого следует

$$\text{rot}(\gamma_0 \vec{g}) \equiv \nabla \gamma_0 \times \vec{g} = 0.$$

Но согласно рис. 1  $\nabla \gamma_0 \times \vec{g} = 0$ , последнее равенство возможно лишь при  $\gamma_0 = \text{const}$ , следовательно,  $T_0 = \text{const}$ ,  $s_0 = \text{const}$ . Приняв эти константы равными их средним по сечению слоя значениям:

$$T_0 \equiv \frac{T_1 + T_2}{2}; \quad s_0 \equiv \frac{s_1 + s_2}{2} \quad (4)$$

и обозначив для удобства

$$\theta \equiv T' = T - T_0; \quad r \equiv s' = s - s_0, \quad (5)$$

из (3) найдем

$$\begin{aligned} -\frac{\partial p'}{\partial x} + \gamma g (\beta \theta + \beta_s r) \sin \alpha + \eta \frac{d^2 v}{dz^2} &= 0; \\ -\frac{\partial p'}{\partial z} + \gamma g (\beta \theta + \beta_s r) \cos \alpha &= 0; \\ \frac{d^2 \theta}{dz^2} = 0; \quad \frac{d^2 r}{dz^2} &= 0; \end{aligned} \quad (6)$$

причем воспользуемся линейным приближением разложения  $\gamma'$  в ряд по степени  $\theta$  и  $r$ :

$$\gamma' \cong -\gamma_0 \beta \theta - \gamma_0 \beta_s r \quad (7)$$

и введем обозначения для температурного и влажностного коэффициентов плотности соответственно:

$$\beta \equiv -\frac{1}{\gamma_0} \left( \frac{\partial \gamma}{\partial T} \right); \quad \beta_s \equiv -\frac{1}{\gamma_0} \left( \frac{\partial \gamma}{\partial s} \right)_0, \quad (8)$$

где знаки “–” отвечают известным фактам уменьшения плотности с ростом температуры и влажности воздуха, так что  $\beta > 0$ ;  $\beta_s > 0$ . Кроме того, в (6) опущены для краткости индексы “0” при  $\gamma_0$ .

Наконец, к системе (6) необходимо привести еще граничные условия (рис.1):

$$v\left(\pm\frac{h}{2}\right) = 0; \quad T\left(\pm\frac{h}{2}\right) = T_{2,1}; \quad s\left(\pm\frac{h}{2}\right) = s_{2,1} \quad (9)$$

или с учетом (1), (4) и (5):

$$\theta\left(\pm\frac{h}{2}\right) = \mp\frac{\theta_s}{2}; \quad r\left(\pm\frac{h}{2}\right) = \mp\frac{r_s}{2}. \quad (10)$$

При условиях (9), (10) последние два уравнения системы (6) имеют простые решения:

$$\theta(z) = -\frac{\theta_s}{h}z; \quad r(z) = -\frac{r_s}{h}z, \quad (11)$$

показывающие, что перенос тепла и влаги осуществляется посредством молекулярного механизма (теплопроводностью и диффузией).

Интегрируя второе уравнение системы (6), находим избыточное давление

$$p'(x, z) = -\gamma g \cos \alpha (\beta \theta_s + \beta_s r_s) \frac{z^2}{2h} + F(x), \quad (12)$$

где  $F(x)$  – произвольная функция.

Подставив (11) и (12) в первое уравнение (6) и интегрируя, находим скорость:

$$v(z) = \frac{g(\beta \theta_s + \beta_s r_s) \sin \alpha}{6\nu h} \cdot z^3 - \frac{Bz^2}{2} + c_1 z + c_2 \quad (13)$$

где  $\nu$  – кинематическая вязкость среды;  $c_1, c_2$  – постоянные интегрирования, подлежащие нахождению. Далее,

$$B \equiv -\frac{dF}{dx} = \text{const}, \quad (14)$$

причем постоянство этой величины непосредственно вытекает из (13).

Подставив в (13)  $z = \pm h/2$  с учетом граничных условий для скорости (9), найдем постоянные интегрирования  $c_1$  и  $c_2$ , а затем и саму скорость:

$$v(\xi) = \frac{h^2}{8} (B - K \cdot \xi) (1 - 4\xi^2), \quad (15)$$

где

$$\xi \equiv \frac{z}{h}; \quad K \equiv \frac{g(\beta \theta_s + \beta_s r_s) \sin \alpha}{3\nu}; \quad \xi \in \left[-\frac{1}{2}; \frac{1}{2}\right]. \quad (16)$$

Интегрируя (15) по поперечному сечению канала ( $dy \cdot dz$ ), находим расход воздуха:

$$G = \epsilon \int_{-h/2}^{h/2} v(z) dz = \frac{\epsilon B h^3}{12}, \quad (17)$$

где  $\epsilon$  – ширина канала.

Если канал на торцах (концах) закрыт, то есть  $G = 0$ , то и  $B = 0$  и, следовательно, профиль скорости представляет собой антисимметричную кубическую параболу (см. рис. 1):

$$v(\xi) = -\frac{h^2}{8} K \xi (1 - 4\xi^2), \quad (18)$$

так, что вдоль нижней пластины ( $\xi < 0$ ) воздух подымается ( $v > 0$ ), а вдоль верхней – опускается.

При  $\alpha = 90^\circ$  (и  $\beta_s = 0$ ) (18) переходит в известное решение задачи об естественной конвекции жидкости (газа) между двумя плоскопараллельными вертикальными стенками, нагретыми до постоянных, но разных температур [3].

В случае  $\alpha = 0$  имеем классическую задачу Рэлея о естественной конвекции между двумя плоскопараллельными горизонтальными пластинами, нижняя из которых более горячая [4]. При этом

конвекция возникает не сразу, а после достижения некоторой критической разности температур, определяемой критическим значением числа Рэлея:

$$R_a \equiv \frac{Bg\theta_s h^3}{\nu a} \geq R_{\text{акр}} \cong 1708,$$

причем конвекция имеет ячеистую структуру (ячейки Бенара).

Если канал на концах открыт, то возможно течение с отличным от нуля расходом ( $G \neq 0$ ) и согласно (17) постоянная  $B$  равна градиенту давления со знаком “-”:

$$B = -\frac{dp'}{dx} \neq 0$$

и течение с  $G \neq 0$  должно происходить в направлении убывания давления  $p'$  и

$$B = -\frac{dp'}{dx} = \frac{\Delta p}{l}, \quad (19)$$

где  $\Delta p$  – перепад давления, который можно определить по состояниям воздуха на входе и выходе из канала. Профиль скорости будет определяться формулой (15), согласно которой на нечетный профиль с противоположным знаком будет накладываться четный, квадратичный, обуславливающий  $G \neq 0$ .

Оценим величину максимальной скорости конвекции в случае антисимметричного течения воздуха, которая достигается при  $\xi = \pm 1/2\sqrt{3}$  и равна по величине

$$v_{\text{max}} = \frac{h^2 K}{24\sqrt{3}}.$$

Пренебрегая влажностной составляющей ( $\beta_s = 0$ ) скорости и приняв  $\beta \approx 1/273^\circ\text{C}$ ,  $\theta_s = 5^\circ\text{C}$ ,  $\alpha = 10^0$ ;  $\nu = 1,5 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}$ ,  $h = 0,5 \text{ м}$ , находим

$$v_{\text{max}} = \frac{0,5^2 \cdot 9,8 \cdot 5 \cdot \sin 10^0}{273 \cdot 24 \cdot \sqrt{3} \cdot 3 \cdot 1,5 \cdot 10^{-5}} \frac{\text{м}}{\text{с}} \approx 0,42 \frac{\text{м}}{\text{с}}.$$

Увеличив расстояние  $h$  вдвое, угол наклона до  $30^0$  и перепад температур вдвое, получим  $v_{\text{max}} \approx 10 \text{ м/с}$ . Следовательно, скорость конвекции может достигнуть весьма внушительных значений.

Кстати, отметим, что описываемая конвекция может наблюдаться в естественных условиях на склонах холмов и гор, освещенных солнцем, особенно в летний период при сильном нагреве почвы.

Что касается электрической части задачи, определяемой последними четырьмя уравнениями системы, заметим, что в предположении постоянства электрофизических параметров  $\varepsilon$  и  $\sigma$  указанные уравнения (без последнего) допускают аналитическое решение для плотности заряда:

$$\rho(x, z) = \rho_0(z) \cdot e^{-\frac{x}{\tau v(z)}}, \quad (20)$$

где  $\tau \equiv \varepsilon/\sigma$  – время электрической релаксации среды;  $\rho_0(z)$  – функция, подлежащая нахождению по начальным ( $x=0$ ) условиям.

В случае  $G = 0$ , то есть  $v(-z) = -v(z)$  (рис.1), формулу (20) можно представить в виде

$$\rho(x, z) = \begin{cases} \rho_0(z) \cdot e^{-\frac{x}{\tau |v(z)|}}, & z \in \left(-\frac{h}{2}; 0\right); \\ \rho_0(z) \cdot e^{\frac{x}{\tau |v(z)|}}, & z \in \left(0; \frac{h}{2}\right). \end{cases} \quad (21)$$

Плотность электрического тока конвекции, вырабатываемого ЭГД-каналом в генераторном режиме, определяется этими выражениями, доумноженными на скорость  $v$ :

$$j_k = \begin{cases} \rho_0 |\nu| \cdot e^{-\frac{x}{\tau|\nu|}}, & z \in \left(-\frac{h}{2}; 0\right), \\ -\rho_0 |\nu| \cdot e^{\frac{x}{\tau|\nu|}}, & z \in \left(0; \frac{h}{2}\right). \end{cases} \quad (22)$$

Как следует из этих выражений, в верхнем полуслое ток течет вниз (при  $\rho_0 > 0$ ), будучи по абсолютной величине значительно больше, чем в нижнем. Минимальные значения плотностей тока по нижней из приведенных формул (21)  $\rho_0 \sim 10^{-4}$  Кл/м<sup>3</sup> (плотности, характерные для коронного разряда)  $\nu \sim 10$  м/с согласно (22) для минимальной плотности находим оценку  $j_{k \min} \sim 10^{-3}$  А/м<sup>2</sup> = 0,1 мкА/см<sup>2</sup>, что в условиях высокого напряжения, выработанного ЭГД-генераторами, весьма приемлемо [5].

Таким образом, имеются предпосылки полагать, что одномерная естественная конвекция влажного электрически заряженного воздуха может быть использована в целях ЭГД-генерирования электрической энергии. При этом роль влажности будет сводиться к уменьшению подвижностей воздушных ионов за счет захвата ими дипольных молекул паров воды, а также к усилению архимедовых сил. Другие аспекты рассматриваемой задачи связаны, как уже отмечалось, с решением других уравнений электродинамики.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. *Болога М.К., Гросу Ф.П., Кожухарь И.А.* К расчету ветрового электрогазодинамического генератора // *Электронная обработка материалов.* 2003. № 4. С. 37–40.
2. *Остроумов Г.А.* Взаимодействие электрических и гидродинамических полей. М., 1979.
3. *Остроумов Г.А.* Свободная конвекция в условиях внутренней задачи. М.: Л., 1952.
4. *Герциупи Г.З., Жуховицкий Е.М.* Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости. М., 1972.
5. *Рубашов И.Б., Бортников Ю.С.* Электрогазодинамика. М., 1971.

*Поступила 14.01.05*

#### Summary

One-dimensional steady convection of humid electrically charged air in the gap of the inclined plane capacitor, arising due to buoyancy forces as a result of both temperature and humidity non-uniformities, is considered. It is shown that this flow can be used for electric current generation by EHD method.