Кузнецов В.А.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ПОЛЯ СКОРОСТЕЙ НА ИНТЕНСИВНОСТЬ ЭЛЕКТРОСИНТЕЗА ОЗОНА В ПОТОКЕ ГАЗА

Построена модель электросинтеза озона в ламинарном потоке кислорода и воздуха через барьерный электрический разряд, учитывающая поле скоростей газа в меняющемся температурном поле разрядного промежутка. Результаты численных экспериментов на модели объясняют специфическое поведение концентрации озона в различных областях разрядного промежутка. Высокая степень адекватности модели реальным процессам в барьерных электрических озонаторах позволяет вести оптимизационные расчеты озонаторов при их конструировании.

Интенсивность электросинтеза озона в потоке кислородсодержащего газа через барьерный электрический разряд существенно зависит, в частности, от времени пребывания газа в зоне разряда и его температуры [1]. Эти параметры, в свою очередь, зависят от характера течения газа, что следует из теоретических гипотез и экспериментов [2, 3]. Поэтому в работе ставилась комплексная задача:

– определить поле скоростей течения озонируемого газа в разрядном промежутке барьерного электрического озонатора с учетом его узости, специфического характера тепловыделения и поля температуры в барьерном разряде;

– исследовать влияние неоднородности поля скоростей на процесс электросинтеза озона в барьерном электрическом озонаторе.

РАСЧЕТ ПОЛЯ СКОРОСТЕЙ

Большинство промышленных озонаторов [1] предназначаются для работы на протяжении длительного времени в стационарном режиме. Поэтому при математическом описании движения газа в разрядном промежутке мы считаем движение газа установившимся во времени. Число Рейнольдса для потока газа в разрядном промежутке озонатора обычно не превосходит 200. Это означает, что течение газа ламинарное. Используемые в озонаторах скорости течения газа значительно меньше скорости звука, поэтому эффектами сжимаемости газа во время движения можно пренебречь.

Таким образом, приходим к выводу, что для математического описания движения газа при ламинарном его течении можно воспользоваться стационарным гидродинамическим уравнением Навье – Стокса [4]. Записанное в плоской системе координат, оно для пластинчатого озонатора выглядит следующим образом (координаты см. рис.1):

$$V_x \frac{\partial V_x}{\partial x} + V_y \frac{\partial V_x}{\partial y} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x} + \nu\left(\frac{\partial^2 V_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V_x}{\partial y^2}\right), \quad (1)$$

$$V_x \frac{\partial V_y}{\partial x} + V_y \frac{\partial V_y}{\partial y} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial y} + \nu\left(\frac{\partial^2 V_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V_y}{\partial y^2}\right). \quad (2)$$

Здесь $\{V_x, V_y\}$ – вектор скорости, p – давление, ρ – плотность газа, ν – кинематический коэффициент его вязкости. Уравнение неразрывности среды замыкает систему (1), (2).

Уравнения (1) и (2) содержат динамический коэффициент вязкости $\eta = \nu\rho$, где ν – кинематический коэффициент вязкости. Известно [4], что динамический коэффициент вязкости, является функцией только абсолютной температуры и согласно формуле Саттерленда [4] его можно аппроксимировать как

$$\eta = \eta_0 \left(\frac{T}{T_0}\right)^n, \quad (3)$$

где T_0 – абсолютная температура и η_o – динамический коэффициент вязкости, соответствующие некоторому начальному состоянию, n = 3/4 при

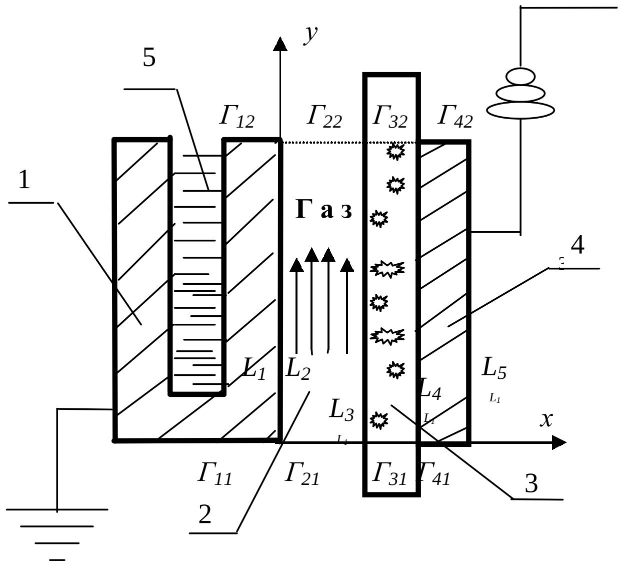

Рисунок 1. Схема разрядного промежутка барьерного электрического озонатора:
1, 4 – металлические электроды; 2 – разрядный промежуток; 3 – диэлектрический барьер;
5 – охлаждающая жидкость

абсолютных температурах 250°<T<600° и n = 1 при T = 250° C.

Таким образом, по полю температуры есть возможность определять зависимость вязкости газа от координат точки в канале.

По предварительным расчетам выяснено, что перепад давления в разрядном промежутке незначителен (до 10 Па), поэтому мы считаем, что плотность газа в нем меняется только за счет изменения температуры. Поскольку различные озонаторы могут иметь различные режимы давления при работе, то расчет плотности газа будем вести по следующей из [5] формуле

$$\rho_t = \frac{\rho_0 \cdot H}{(1+\alpha_p \cdot t)\cdot 10^5}, \qquad (4)$$

где α_p = 0,00367 1/град. коэффициент расширения газа при постоянном давлении;

t – температура газа в ° С;

ρ_0 – плотность газа при 0° С и атмосферном давлении;

H – давление газа при температуре t° С, выраженное в Па.

Существуют алгоритмы и программы численного решения уравнения Навье – Стокса. Однако частный случай рассматриваемого в задаче течения газа по плоскому и узкому каналу позволяет получить аналитическое решение.

Вход газа в канал происходит параллельно его стенкам. Узость канала течения газа позволяет сделать следующие упрощения. В случае практически идеальной параллельности стенок канала можно считать, что

$$V_z = 0 \quad \text{и} \quad \frac{\partial V_x}{\partial z} = \frac{\partial V_y}{\partial z} = 0. \qquad (5)$$

Для оценки значимости слагаемых в уравнениях (1) и (2) задачи введем безразмерные переменные, отражающие геометрию канала, следующим образом:

$$x = \Delta\tilde{x},\ y = l\cdot\tilde{y},\quad V_x = V_0\cdot\tilde{V}_x,\ V_y = V_0\cdot\tilde{V}_y, \qquad (6)$$

$$p = p_0\cdot\tilde{p},\quad \rho = \rho_0\cdot\tilde{\rho},\quad \eta = \eta_0\cdot\tilde{\eta}.$$

Здесь с волной обозначены безразмерные переменные, V_0 – средняя скорость газа на входе в канал, p_0 – давление газа во входном сечении канала, l – длина канала, Δ – толщина газового слоя. После подстановки (6) в уравнения (1) и (2), учета (5) и ввода обозначения $\varepsilon = \frac{\Delta}{l}$ получим

$$\mathrm{Re}\left(\tilde{V}_x\frac{\partial\tilde{V}_x}{\partial\tilde{x}} + \varepsilon\tilde{V}_y\frac{\partial\tilde{V}_x}{\partial\tilde{y}}\right) =$$

$$= -\frac{p_0\cdot\Delta}{V_0\cdot\eta_0}\cdot\frac{\partial\tilde{p}}{\partial\tilde{x}} + \frac{\partial^2\tilde{V}_x}{\partial\tilde{x}^2} + \varepsilon^2\cdot\frac{\partial^2\tilde{V}_x}{\partial\tilde{y}^2},$$

$$\mathrm{Re}\left(\tilde{V}_x\frac{\partial\tilde{V}_y}{\partial\tilde{x}} + \varepsilon\tilde{V}_y\frac{\partial\tilde{V}_y}{\partial\tilde{y}}\right) = \qquad (7)$$

$$= -\frac{p_0\cdot\Delta^2}{V_0\cdot\eta_0\cdot l}\cdot\frac{1}{\eta}\cdot\frac{\partial\tilde{p}}{\partial\tilde{y}} + \frac{\partial^2\tilde{V}}{\partial\tilde{x}^2} + \varepsilon^2\frac{\partial^2\tilde{V}}{\partial\tilde{y}^2},$$

$$\frac{\partial}{\partial\tilde{x}}\left(\tilde{\rho}\tilde{V}_x\right) + \varepsilon\frac{\partial}{\partial\tilde{y}}\left(\tilde{\rho}\tilde{V}_y\right) = 0.$$

Граничные условия для системы (7) следует записать так:

$$\tilde{V}_y(\tilde{x},0) = 1,\quad \tilde{V}_x(\tilde{x},0) = 0 \quad \text{при} \quad 0<\tilde{x}<1,$$

$$\tilde{V}_y(0,\tilde{y}) = \tilde{V}_y(1,\tilde{y}) =$$

$$= \tilde{V}_x(0,\tilde{y}) = \tilde{V}_x(1,\tilde{y}) = 0 \quad \text{при} \quad 0<\tilde{y}<1, \qquad (8)$$

$$\tilde{p}(\tilde{x},0) = 1,\quad \tilde{p}(\tilde{x},1) = 1 + \frac{\Delta p}{P_0} \quad \text{при} \quad 0\le\tilde{x}\le 1,$$

где ΔP – перепад давления на разрядном промежутке озонатора. В дальнейшем в связи с тем, что $\varepsilon \ll 1$, мы пренебрегаем слагаемыми, содержащими этот параметр. При этом условии получаем:

$$\mathrm{Re}\cdot\tilde{V}_x\frac{\partial\tilde{V}_x}{\partial\tilde{x}} = -\frac{p_0\cdot\Delta}{V_0\cdot\eta_0}\cdot\frac{1}{\tilde{\eta}}\cdot\frac{\partial\tilde{p}}{\partial\tilde{x}} + \frac{\partial^2\tilde{V}_x}{\partial\tilde{x}^2},$$

$$\mathrm{Re}\cdot\tilde{V}_x\frac{\partial\tilde{V}_y}{\partial\tilde{x}} = -\frac{p_0\cdot\Delta^2}{l\cdot V_0\cdot\eta_0}\cdot\frac{1}{\tilde{\eta}}\cdot\frac{\partial\tilde{p}}{\partial\tilde{y}} + \frac{\partial^2\tilde{V}_y}{\partial\tilde{x}^2}, \qquad (9)$$

$$\frac{\partial}{\partial\tilde{x}}(\rho\tilde{V}_x) = 0.$$

Из последнего уравнения системы (9) следует, что $\rho\tilde{V}_x$ не зависит от переменной $\tilde{x}$. А так как при $\tilde{x}=0$ и $\tilde{x}=1$ $\tilde{V}_x = 0$, то $\tilde{V}_x \equiv 0$. С учетом последнего из 1-го уравнения (9) получаем $\frac{\partial\tilde{p}}{\partial\tilde{x}} = 0$, т. е. $\tilde{p}$ не зависит от $\tilde{x}$, а из 2-го уравнения

$$\frac{\partial^2\tilde{V}_y}{\partial\tilde{x}^2} = \frac{p_0\Delta^2}{lV_0\eta_0}\cdot\frac{1}{\tilde{\eta}}\cdot\frac{d\tilde{p}}{d\tilde{y}}. \qquad (10)$$

Дважды интегрируя (10) по $\tilde{x}$, с учетом граничных условий $\tilde{V}_y|_{x=0} = \tilde{V}_y|_{x=1} = 0$ (прилипание к стенке) получим

$$\tilde{V}_y = \frac{p_0\Delta^2}{lV_0\eta_0}\cdot\frac{d\tilde{p}}{d\tilde{y}}\left[\int_0^{\tilde{x}}\int_0^{\tilde{\xi}}\frac{d\tilde{\xi}_1}{\tilde{\eta}(\tilde{\xi}_1,\tilde{y})}d\tilde{\xi} - \tilde{x}\int_0^1\int_0^{\tilde{\xi}}\frac{d\tilde{\xi}_1}{\tilde{\eta}(\tilde{\xi}_1,\tilde{y})}d\tilde{\xi}\right]. \qquad (11)$$

Здесь в простейшем случае при $\tilde{\eta}(\tilde{x},\tilde{y}) \equiv 1$, очевидно, получается параболическое распределение скоростей

$$\tilde{V}_y = \frac{p_0\Delta^2}{lV_0\eta_0}\cdot\frac{d\tilde{p}}{d\tilde{y}}\cdot\frac{\tilde{x}(\tilde{x}-1)}{2}. \qquad (12)$$

Далее для нахождения функции $\frac{d\tilde{p}}{d\tilde{y}}(\tilde{y})$ используем условие постоянства массового расхода газа через все поперечные сечения канала течения и его равенства расходу на входе. Оно запишется как

$$V_0 \cdot A \cdot \Delta \cdot \rho_0 = \int_0^{\Delta} A \cdot V_0 \tilde{V}_y(\tilde{x},\tilde{y})\rho_0\tilde{\rho}(\tilde{x},\tilde{y})\Delta d\tilde{x}\,, \quad (13)$$

где A – суммарный периметр разрядных промежутков озонатора. Равенство (13) преобразуется к виду

$$1 = \int_0^1 \tilde{V}_y(\tilde{x},\tilde{y})\tilde{\rho}(\tilde{x},\tilde{y})d\tilde{x}\,. \quad (14)$$

Отсюда с учетом (11) получим

$$1 = \frac{p_0 \cdot \Delta^2}{l \cdot V_0 \cdot \eta_0} \cdot \frac{d\tilde{p}}{d\tilde{y}} \left\{ \int_0^1 \tilde{\rho}(\tilde{x},\tilde{y}) \left[\int_0^{\tilde{x}}\int_0^{\tilde{\xi}} \frac{d\tilde{\xi}_1}{\tilde{\eta}(\tilde{\xi}_1,\tilde{y})} d\tilde{\xi} - \tilde{x}\int_0^1\int_0^{\tilde{\xi}} \frac{d\tilde{\xi}_1}{\tilde{\eta}(\tilde{\xi}_1,\tilde{y})} d\tilde{\xi} \right] d\tilde{x} \right\}. \quad (15)$$

После преобразований интегралов путем изменения порядка интегрирования из (15) получается

$$1 = \frac{p_0 \cdot \Delta^2}{l \cdot V_0 \cdot \eta_0} \cdot \frac{d\tilde{p}}{d\tilde{y}} \int_0^1 \tilde{\rho}(\tilde{x},\tilde{y}) \left\{ \int_0^{\tilde{x}} \frac{\tilde{x}-\tilde{\xi}}{\tilde{\eta}(\tilde{\xi},\tilde{y})} d\tilde{\xi} - \tilde{x}\int_0^1 \frac{1-\tilde{\xi}}{\tilde{\eta}(\tilde{\xi},\tilde{y})} d\tilde{\xi} \right\} d\tilde{x}\,. \quad (16)$$

Отсюда выражаем

$$\frac{d\tilde{p}}{d\tilde{y}} = \frac{l \cdot V_0 \cdot \eta_0}{P_0 \cdot \Delta^2} \left\{ \int_0^1 \tilde{\rho}(\tilde{x},\tilde{y}) \left[\int_0^{\tilde{x}} \frac{\tilde{x}-\tilde{\xi}}{\tilde{\eta}(\tilde{\xi},\tilde{y})} d\tilde{\xi} - \tilde{x}\int_0^1 \frac{1-\tilde{\xi}}{\tilde{\eta}(\tilde{\xi},\tilde{y})} d\tilde{\xi} \right] d\tilde{x} \right\}^{-1}. \quad (17)$$

Из (17) интегрированием получаем давление газа в канале

$$\tilde{p}(\tilde{y}) = \frac{l \cdot V_0 \cdot \eta_0}{P_0 \cdot \Delta^2} \int_0^{\tilde{y}} \left\{ \int_0^1 \tilde{\rho}(\tilde{x},\tilde{\tau}) \left[\int_0^{\tilde{x}} \frac{\tilde{x}-\tilde{\xi}}{\tilde{\eta}(\tilde{\xi},\tilde{\tau})} d\tilde{\xi} - \tilde{x}\int_0^1 \frac{1-\tilde{\xi}}{\tilde{\eta}(\tilde{\xi},\tilde{\tau})} d\tilde{\xi} \right] d\tilde{x} \right\}^{-1} d\tilde{\tau} + C^*. \quad (18)$$

Оно определяется из дифференциальных уравнений (1) и (2) всегда с точностью до аддитивной постоянной C*. Если же учесть известное безразмерное давление в начале канала $(\tilde{y}=0)$, равное 1, то получим следующее выражение для давления в канале течения

$$\tilde{p}(\tilde{y}) = 1 + \frac{l \cdot V_0 \cdot \eta_0}{p_0 \cdot \Delta^2} \int_0^{\tilde{y}} \left\{ \int_0^1 \tilde{\rho}(\tilde{x},\tilde{\tau}) \left[\int_0^{\tilde{x}} \frac{\tilde{x}-\tilde{\xi}}{\tilde{\eta}(\tilde{\xi},\tilde{\tau})} d\tilde{\xi} - \tilde{x}\int_0^1 \frac{1-\tilde{\xi}}{\tilde{\eta}(\tilde{\xi},\tilde{\tau})} d\tilde{\xi} \right] d\tilde{x} \right\}^{-1} d\tilde{\tau}\,. \quad (19)$$

Переход к размерному давлению дает для безразмерного $0 \le \tilde{y} \le 1$

$$p(y) = p_0 + \frac{l \cdot V_0 \cdot \eta_0}{\Delta^2} \int_0^{\tilde{y}} \left\{ \int_0^1 \tilde{\rho}(\tilde{x},\tilde{\tau}) \left[\int_0^{\tilde{x}} \frac{\tilde{x}-\tilde{\xi}}{\tilde{\eta}(\tilde{\xi},\tilde{\tau})} d\tilde{\xi} - \tilde{x}\int_0^1 \frac{1-\tilde{\xi}}{\tilde{\eta}(\tilde{\xi},\tilde{\tau})} d\tilde{\xi} \right] d\tilde{x} \right\}^{-1} d\tilde{\tau} \quad (20)$$

или для размерного $0 \le y \le l$

$$p(y) = p_0 + \rho_0 V_0 \cdot \Delta^2 \int_0^{y} \left\{ \int_0^{\Delta} \rho(x,\tau) \left[\Delta \cdot \int_0^{x} \frac{x-\xi}{\eta(\xi,\tau)} d\xi - x\int_0^{\Delta} \frac{\Delta-\xi}{\eta(\xi,\tau)} d\xi \right] dx \right\}^{-1} d\tau\,. \quad (21)$$

В (21) все переменные размерные.

Полученные здесь формулы (11), (17) и (21) дают возможность рассчитывать необходимые для тепловых расчетов характеристики ламинарного течения газа в разрядном промежутке пластинчатого озонатора. К примеру, при исходной температуре газа и электрода без диэлектрического покрытия – минус 40° С поведение скорости течения газа изображено на рис. 2.

РАСЧЕТ ПОЛЯ ТЕМПЕРАТУРЫ

Расчет поля температуры в газе производился с учетом тепловыделения и теплораспределения в остальных элементах озонатора и отвода тепла в холодильники. При этом использовались соответственно зонам на рис. 1 следующие уравнения.

Зона 2:

$$\lambda_\Gamma \left(\frac{\partial^2 T_2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_2}{\partial y^2} \right) + q_\Gamma - \rho \cdot c_P \left(V_x \frac{\partial T_2}{\partial x} + V_y \frac{\partial T_2}{\partial y} \right) = 0\,. \quad (22)$$

Для зон 1, 3, 4 $\frac{\partial^2 T_i}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 T_i}{\partial y^2}=0$ (i = 1, 3, 4). (23)

Здесь: $\lambda_г$ – коэффициент теплопроводности газа, $q_г$ – плотность мощности тепловыделения в газе.

Граничные условия для системы уравнений (22, 23) с учетом незначительности потерь на торцевых границах барьера и электродов запишутся в следующем виде (обозначения см. на рис. 1):

$T_2|_{Г21}=T_И$ – исходная температура газа;

$$\left.\frac{\partial T_1}{\partial y}\right|_{Г11}=\left.\frac{\partial T_1}{\partial y}\right|_{Г12}=\left.\frac{\partial T_2}{\partial y}\right|_{Г21}=0; \qquad (24)$$

$$\left.\frac{\partial T_3}{\partial y}\right|_{Г31}=\left.\frac{\partial T_3}{\partial y}\right|_{Г32}=\left.\frac{\partial T_4}{\partial y}\right|_{Г41}=\left.\frac{\partial T_4}{\partial y}\right|_{Г42}=0;$$

$$T_1|_{L_2}=T_2|_{L_2}\ \ T_2|_{L_3}=T_3|_{L_3}\ \ T_3|_{L_4}=T_4|_{L_4};$$

$$\lambda_Б\left.\frac{\partial T_3}{\partial x}\right|_{L_4}=\lambda_М\left.\frac{\partial T_4}{\partial x}\right|_{L_4};\ \alpha\left(T_1|_{L_1}-T_x\right)=\lambda_М\left.\frac{\partial T_1}{\partial x}\right|_{L_1};$$

$$\left.\frac{\partial T_4}{\partial x}\right|_{L_5}=0;\ \lambda_М\left.\frac{\partial T_1}{\partial x}\right|_{L_2}=\lambda_Г\left.\frac{\partial T_2}{\partial x}\right|_{L_2}+q^*_{ГМ};$$

$$\lambda_Г\left.\frac{\partial T_2}{\partial x}\right|_{L_3}=\lambda_Б\left.\frac{\partial T_3}{\partial x}\right|_{L_3}+q^*_{ГБ}.$$

Здесь α – коэффициент теплоотдачи в холодильник, $\lambda_м$, $\lambda_б$ – коэффициенты теплопроводности соответственно металла электродов и диэлектрического барьера; $q^*_{ГМ}, q^*_{ГБ}$ – соответственно поверхностные плотности мощности тепловыделения на металле 1 и барьере 3. Соотношение между интенсивностью тепловыделения в газе, металле и барьере экспериментально установлено в виде 0,1:0, 36:0,54.

Таким образом, математическая модель тепловых явлений в элементах озонатора окончательно представляется нами совокупностью системы уравнений (22, 23) и граничных условий (24).

Решение поставленной задачи проводилось численно итерационным способом.

Расчеты для частного случая, приведенные на рис. 3, показывают наличие существенной неоднородности поля температуры в разрядном промежутке озонатора.

РАСЧЕТ ПОЛЯ КОНЦЕНТРАЦИИ ОЗОНА

По полученному выше полю температуры в газе рассчитывается поле констант образования и разложения озона в разрядном промежутке. Для этого используется аппроксимация их зависимости от температуры по известным результатам экспериментального исследования [6].

Обобщение кинетического уравнения образования озона в направлении учета времени пребывания кислорода в зоне электрического разряда имеет вид [2]

$$\frac{дC}{дx}V_x+\frac{дC}{дy}V_y=q\left[k_0(T(x;y))-k_1(T(x;y))C\right]. \quad (25)$$

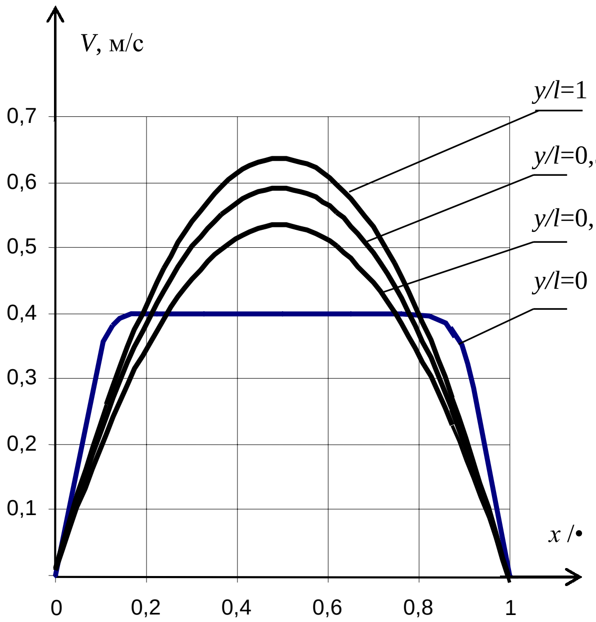

Рисунок 2. Зависимость скорости течения газа от расстояния «у» точки до входа.

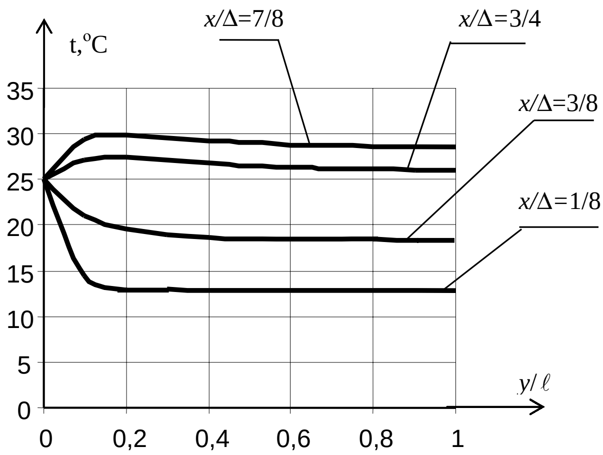

Рисунок 3. Изменение температуры в продольных сечениях разрядного промежутка в зависимости от расстояния до входа.

Исходная температура газа – 25°С; удельная мощность разряда – 570 Вт/м² ; средняя скорость течения газа – 1 м/с. длина электродов – ℓ.

Оно дает возможность определить поле объемной концентрации озона в разрядном промежутке (рис. 4).

Для воздуха ранее построена аппроксимация кинетики образования озона при барьерном разряде в потоке воздуха [2]:

$$C_{O_3}(x;y) = \alpha C(x;y) - C_N\left(1 - e^{-\frac{q(y)}{P_N}\int\limits_0^y \frac{\sqrt{1+(x'(\eta))^2}}{V_y(x(\eta),\eta)}d\eta}\right). \quad (26)$$

Здесь $C_{O_3}(x;y)$ – объемная концентрация озона при разряде в воздухе, C(x;y) – объемная концентрация озона при разряде в чистом кислороде, α – коэффициент сенсибилизирующего влияния азота [7], $1/P_N$ – обобщенная константа разложения окислов азота, C_N – отношение константы образования низших окислов азота к константе их разложения (предельно возможная концентрация низших окислов азота).

Здесь налицо отражение моделью характерных особенностей распределения концентрации озона, которые подтверждаются экспериментами:

– возрастание средней концентрации озона по пути следования газа по разрядному промежутку (рис. 4, 5) и последующее ее убывание в случае с воздухом (рис. 5);

– снижение концентрации в середине потока газа и ее повышение в направлении к электродам;

– наличие двух максимумов концентрации на некотором расстоянии от поверхности электродов в случае с воздухом (рис. 5);

– более высокая концентрация озона у охлаждаемого электрода (на рис. 4, 5 слева), чем у неохлаждаемого.

Таким образом:

– во-первых, модель при помощи учета слоистости ламинарного течения газа в разрядном промежутке с различными скоростями течения в слоях производит учет различия во времени пребывания частиц газа в зоне разряда и, как следствие, учет различий в степени их насыщения озоном;

– во-вторых, модель учитывает влияние на электросинтез озона меняющихся температурных условий по пути следования частиц газа по разрядному промежутку.

Все это позволяет производить на модели поисковые оптимизационные исследования при конструировании озонаторов.

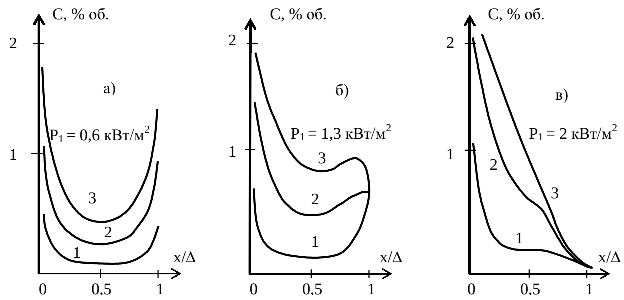

Рисунок 4. Зависимость концентрации озона (при различных значениях удельной мощности разряда в потоке кислорода) от расстояния x до охлаждаемого электрода в поперечных сечениях разрядного промежутка, отстоящих от входа на: (1) – 0,1 • ; (2) –0,5 • ; (3) – •

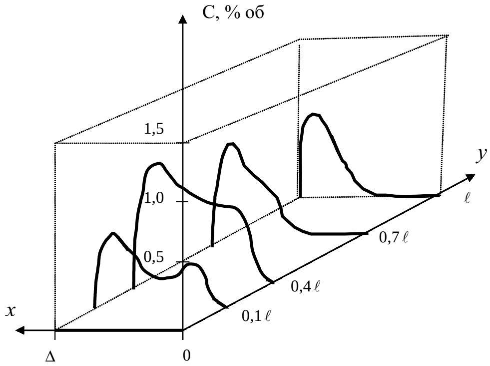

Рисунок 5. Изменение концентрации озона в поперечных сечениях разрядного промежутка озонатора при электросинтезе озона в ламинарном потоке воздуха

Список использованной литературы:

1. Самойлович В.Г., Гибалов В.И., Козлов К.В. Физическая химия барьерного разряда. – М.: МГУ, 1989. – 175 с.
2. Кирко И.М., Кузнецов В.А. Математическое моделирование электросинтеза озона // Теоретические основы теплотехники: межвузовский сборник научных трудов. – Магнитогорск: Магнитогорский госуниверситет, Уральский государственный технический университет, 2000. – 17 с.
3. Kozlov K.V., Wagner H-E, Brandenburg R., Michel P. Spatio-temporally resolved spectroscopic diagnostics of the barrier discharge in air at atmospheric pressure. – J. Phys. D: Appl. Phys. 34. – 2001. – pp.3164-31765.
4. Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1973. 743с.
5. Краткий физико-технический справочник / Под ред. К.П. Яковлева. – М.: Физматгиз, 1960. – 446 с.
6. Филиппов Ю.В., Вобликова В.А., Пантелеев В.И. Электросинтез озона. М., 1987. – 237 с.
7. Крапивина С.А. Плазмохимические технологические процессы. – Л.: Химия, 1981. – 248 с.