

03;04

## Самоочищение электродов барьерного электрического озонатора при турбулентном режиме течения газа

© И.М. Кирко, В.А. Кузнецов

Магнитогорский государственный университет

E-mail: kuznetsov@masu.ru

Поступило в Редакцию 31 мая 2004 г.

Показано, что самоочищение разрядных промежутков барьерных электрических озонаторов при турбулентном течении озонируемого газа происходит из-за преобладания гидродинамических сил (отрывающих посторонние твердые и жидкие частицы от поверхности электродов) над электрическими, притягивающими частицы к электродам. Обоснован вывод: озонаторы с турбулентным режимом течения озонируемого газа в разрядных промежутках предпочтительнее озонаторов с ламинарным режимом.

**Введение.** Одним из недостатков озонаторов, работающих в настоящее время на очистке воды, является необходимость их периодической остановки, разборки и профилактической чистки электродов. К этой трудоемкой операции вынуждает образование на стеклянных барьерах тонкого слоя из азотистых соединений и пыли. Загрязнение барьеров резко ухудшает их поверхностное сопротивление. Хорошее же поверхностное сопротивление диэлектрических барьеров является непременным условием сохранения состояния коронного (барьерного) разряда в воздушных промежутках озонатора [1]. Например, при сооружении небольшой озонной станции в г. Нытва (Пермская область), производительность которой не более 1 kg озона в час, пришлось установить два озонатора. В работе постоянно находится только один из них, а второй — в профилактической чистке по специальной технологии.

На наших лабораторных озонаторах „МИКРОЗОН“ с ламинарным течением воздуха проверялось состояние озонаторов в течение 20–30 часов работы. При нормальной работе озонатора (в начале испытания) все межэлектродное пространство озонатора равномерно

заполнялось фиолетовым, однородным свечением, озонатор издавал очень слабый звук низкой частоты (около 100 Hz), соответствующий электростатическим вибрациям электродов.

К концу испытаний на стеклянных барьерах этих озонаторов появлялись шнуровые поверхностные разряды, имеющие вид светящихся змеек, которые явно имели характер электрической дуги, так как излучали яркий белый свет. Изменился и характер рабочего шума озонатора. При появлении шнуровых разрядов звук стал более высоким, а через несколько минут после этого раздался резкий треск и озонатор вышел из строя. При разборке выяснялось, что шнуровой разряд переходил в искровой, стеклянный барьер в некоторых местах лопался, а в местах пробоя возникала электрическая дуга, разрушающая аппарат.

Если, не допуская пробоя в озонаторе, промывать и высушивать его электроды, то озонатор работает стабильно. Однако эта профилактическая процедура связана с разборкой озонатора и очень трудоемка.

Оказывается, что ситуация резко меняется, если озонируемый воздух прокачивать через озонатор в турбулентном режиме. В этом случае число Рейнольдса  $Re$  достигает значений 3000–4000, что заведомо больше критического значения, характеризующего переход от ламинарного режима к турбулентному.

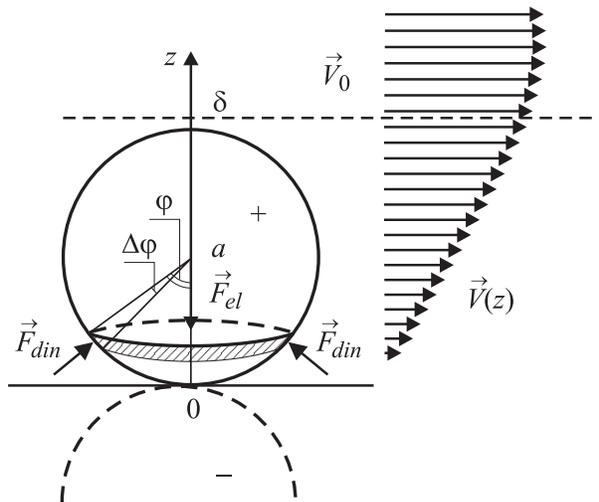
Цель работы: обоснование явления самоочищения разрядных промежутков озонаторов при турбулентном течении озонируемого газа.

Гипотеза исследования: самоочищение разрядных промежутков озонаторов при турбулентном течении озонируемого газа происходит из-за преобладания гидродинамических сил (отрывающих твердые и жидкие частицы от поверхности электродов) над электрическими, притягивающими их к электродам.

В связи с отмеченным, далее производится расчет и сравнение электрических и гидродинамических сил, действующих на твердые и жидкие частицы, находящиеся в разрядном промежутке у поверхности электродов озонатора.

**Расчет электрических сил.** Для простоты считаем, что частица, находящаяся в разрядном промежутке у поверхности барьера, имеет форму шара радиусом  $a$  и имеет заряд  $q$  (рис. 1).

Притяжение заряженной частицы к поверхности стеклянного барьера происходит за счет электрического взаимодействия с ее зеркальным отображением в диэлектрике, которое имеет заряд  $q/\epsilon$ , где  $\epsilon$  —



**Рис. 1.** Схема для расчета гидродинамических и электрических сил, действующих на заряженную частицу в разрядном промежутке барьерного электрического озонатора.

диэлектрическая проницаемость стекла барьера. Сила притяжения, согласно закону Кулона, будет равна

$$F_{el} = \frac{q^2}{16\pi\epsilon^2\epsilon_0 a^2}. \quad (1)$$

Принимая во внимание, что разность потенциалов на электродах озонатора может расти только до напряжения пробоя воздуха  $V_r = 1.8 \cdot 10^6$ , можно считать, что потенциал частицы на поверхности барьера может возрастать от 0 до  $V_r$ . Среднее же его значение можно выбрать как  $0.5V_r$ . Электрическая емкость шарообразной частицы равна  $C = 4\pi\epsilon_0 a$ , поэтому среднюю величину ее заряда можно оценить как  $q = 2\pi\epsilon_0 a V_r$ . Подстановка этого значения в (1) дает выражение для расчета электростатической силы, притягивающей частицу к поверхности стекла:

$$F_{el} \cong \frac{\pi\epsilon_0 V_r^2}{4\epsilon^2}. \quad (2)$$

**Расчет гидродинамических сил.** Силе электрического притяжения частицы противодействует гидродинамическая сила  $F_{\text{din}}$ , возникающая за счет большого градиента давления у стенки канала. Рассчитаем ее проекцию на ось  $Oz$ .

Относительная толщина пограничного слоя в воздухе при турбулентном его течении по разрядному промежутку может быть оценена, согласно [2], приближенно как  $\delta \approx \Delta/\sqrt{Re}$ , где  $\Delta$  — толщина разрядного промежутка.

Зависимость продольной составляющей скорости частиц газа в пограничном слое можно приближенно определить [2] как

$$V(z) \approx V_0 \left(1 - e^{-\frac{z}{\delta}}\right), \quad (3)$$

где  $z$  — расстояние точки на поверхности частицы от поверхности стеклянного барьера. Согласно закону Бернулли, имеем в производной точке

$$p(z) + \frac{\rho V^2(z)}{2} = \text{const}. \quad (4)$$

Здесь  $\rho$  — плотность воздуха. Тогда для точки на поверхности частицы у электрода будем иметь

$$p(z) = p_0 + \frac{\rho V_0^2}{2} - \frac{\rho V^2(z)}{2}. \quad (5)$$

Здесь  $p_0$  — статическое давление в основной части потока,  $V_0$  — продольная составляющая вектора скорости в основной части потока. Из (5) выражаем с учетом (3) перепад давления как

$$\begin{aligned} \Delta p(z) = p(z) - p_0 &= \frac{\rho V_0^2}{2} - \frac{\rho V^2(z)}{2} \\ &= \frac{\rho V_0^2}{2} \left(1 - e^{-\frac{z}{\delta}}\right)^2 = \frac{\rho V_0^2}{2} \left(2e^{-\frac{z}{\delta}} - e^{-\frac{2z}{\delta}}\right). \end{aligned} \quad (6)$$

Оставляя одну независимую переменную  $\varphi$ , выразим  $z$  как

$$z = a(1 - \cos \varphi). \quad (7)$$

Для определения силы, возникающей в результате образовавшегося перепада давлений и побуждающей частицу к отрыву от стенки,

необходимо проинтегрировать по сферической поверхности частицы проекцию перепада давлений на ось  $Oz$ . Таким образом, на выделенный сферический пояс (рис. 1) площади

$$\Delta S = 2\pi a^2 \sin \varphi \Delta \varphi \quad (8)$$

будет действовать сила

$$\Delta F = \Delta p \cos \varphi \Delta S = \pi a^2 \rho V_0^2 \left( 2e^{-\frac{z}{a}} - e^{-\frac{2z}{a}} \right) \cos \varphi \sin \varphi \Delta \varphi. \quad (9)$$

Интегрируя ее по всей сфере, с учетом (7) получаем, что

$$F = \pi a^2 \rho V_0^2 \int_0^\pi \left( 2e^{-\frac{a}{\delta}(1-\cos \varphi)} - e^{-\frac{2a}{\delta}(1-\cos \varphi)} \right) \cos \varphi \sin \varphi d\varphi. \quad (10)$$

С помощью замены переменной и интегрирования по частям получаем, что

$$F = \frac{\pi a \delta \rho V_0^2}{2} \left( 3 - \frac{7\delta}{2a} + 4e^{-\frac{2a}{\delta}} \left( 1 + \frac{\delta}{a} \right) - e^{-\frac{4a}{\delta}} \left( 1 + \frac{\delta}{2a} \right) \right). \quad (11)$$

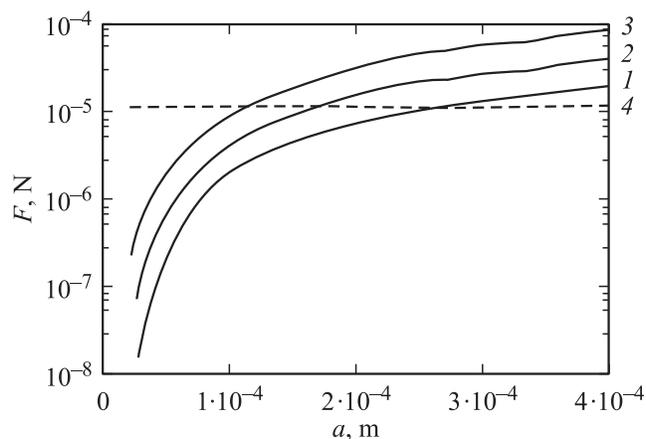
Если далее ввести для удобства характерные величины: динамическое давление в середине потока  $p_0 = \rho V_0^2 / 2$ , сечение частицы  $S_0 = \pi a^2$ , относительный диаметр частицы  $D_{ot} = 2a / \delta$  и безразмерную зависимость гидродинамической силы от относительного диаметра

$$\Phi(D_{ot}) = \frac{2}{D_{ot}} \left( 2 - \frac{7}{D_{ot}} + 4e^{-D_{ot}} \left( 1 + \frac{2}{D_{ot}} \right) - e^{-2D_{ot}} \left( 1 + \frac{1}{D_{ot}} \right) \right), \quad (12)$$

то размерная зависимость гидродинамической силы от относительного диаметра получится в виде

$$F(D_{ot}) = p_0 S_0 \Phi(D_{ot}). \quad (13)$$

**Обсуждение результатов расчетов.** Сравнение результатов расчетов по (2) и (13) динамической и электрической сил, действующих на частицу при различных скоростях течения газа, приведено на рис. 2. Численные эксперименты здесь проводились при толщине разрядного промежутка — 3 мм. Соотношение сил подтверждает, что



**Рис. 2.** Сравнение действующих на частицу сил в зависимости от ее радиуса: 1 — 12 м/с, 2 — 20 м/с, 3 — 30 м/с (гидродинамическая сила); 4 — электрическая сила.

аэродинамическая сила является реально конкурирующей по отношению к силе электростатического притяжения. При увеличении числа Рейнольдса преобладание аэродинамической силы наступает при более малых радиусах частиц. Если же учесть, что расчет производился при максимуме электрической напряженности поля, то естественно считать, что отрываться турбулентным потоком от поверхности барьеров и выноситься из разрядного промежутка озонатора будут и частицы несколько меньшего диаметра.

Подтверждением выясненного здесь аналитически является то, что на практике озонатор „АЭРОЗОН“ с турбулентным режимом течения озонируемого газа работает в лаборатории авторов в течение пяти лет без профилактических чисток и его электроды не загрязняются.

Здесь следует добавить также то, что при ламинарном режиме работы озонаторов из-за постепенного загрязнения электродов происходит снижение концентрации производимого озона и соответственно производительности озонатора [1]. При турбулентном же режиме такого не наблюдается. Сокращение (в этом случае) времени пребывания озонируемого газа в разряде нужно компенсировать многократным его пропуском через разряд.

**Заключение.** Озонаторы с турбулентным режимом течения озонируемого газа в разрядных промежутках предпочтительнее озонаторов с ламинарным режимом.

## Список литературы

- [1] *Самойлович В.Г., Гибалов В.И., Козлов К.В.* Физическая химия барьерного разряда. М.: МГУ, 1989. 175 с.
- [2] *Лойцянский Л.Г.* Ламинарный пограничный слой. М.: Физматгиз, 1962. 479 с.
- [3] *Кирко И.М., Кузнецов В.А.* Ламинарный и турбулентный режим течения в плазме коронного разряда / Восьмой всероссийский съезд по теоретической и прикладной механике (Пермь, 23–29 августа 2001 г.). Аннотации докладов. Екатеринбург, УрОРАН, 2001. С. 322.