

УДК 541.13

Исследование структуры барьерного разряда вблизи электрода с цилиндрическим поперечным сечением

В. В. Андреев, Л. А. Васильева, А. Н. Матюнин, Ю. П. Пичугин

Получены приближенные аналитические соотношения, позволяющие исследовать влияние различных геометрических и физических параметров на эволюцию барьерного разряда вблизи электрода с цилиндрическим поперечным сечением. Найденные соотношения позволяют оценить время существования барьерного разряда. Подтверждены и выявлены новые существенные особенности эволюции барьерного разряда.

PACS: 52.80.Tn

Ключевые слова: барьерный разряд, озонатор, синтез озона, канал микроразряда, диэлектрический барьер.

Введение

В настоящее время в качестве промышленных источников озона широко используются озонаторы на основе барьерного разряда [1—6]. Дальнейшее совершенствование генераторов озона в основном направлено как на повышение эффективности синтеза озона, так и на увеличение ресурса работы. Естественно, успешная реализация таких тенденций невозможна без глубокого изучения пространственно-временной структуры барьерного разряда. Прежде всего следует отметить, что пространственно-временная структура барьерного разряда отражает механизм развития электрического пробоя в разрядном промежутке, не поняв который вряд ли удастся целенаправленно воздействовать на процесс синтеза озона в озонаторе. Формы и размеры канала микроразряда являются его существенными параметрами, определяющими плотность вклада энергии в озонируемый газ. Определение геометрии канала представляет сложную и не до конца решенную задачу вследствие статистического характера появления микроразрядов.

Эффективным техническим решением исследования структуры барьерного разряда является

электрогазодинамическое устройство, содержащее вращающийся диэлектрический барьер и неподвижные электроды, подключенные попарно с чередующейся полярностью к источнику высокого постоянного напряжения [2, 3, 6]. Данное устройство позволяет между кромкой электрода, на которую набегают барьер, и барьером формировать длительную картину структуры барьерного разряда. Здесь каждая серия микроразрядов похожа на предыдущую, так как вследствие вращения барьера и при постоянстве напряжения геометрия и интенсивность электрического поля в каждой предпробойной стадии почти одинаковы. К недостаткам этого устройства относится проявление относительной нестабильности развития микроразряда от серии к серии. Такая нестабильность обусловлена наличием разрядного промежутка с обеих сторон диэлектрического барьера, и разряд в одном из них оказывает влияние на развитие разряда в другом противоположном зазоре. Еще большее влияние на развитие разряда оказывает качество зарядки вращающегося барьера в разрядных промежутках соседних пар электродов. Таким образом, перечисленные разбросы, накладываясь друг на друга, приводят к колебаниям формы и размеров микроразрядных каналов. В итоге при длительных наблюдениях структуры барьерного разряда это приводит к нерезкости фотографий, погрешности при измерениях диаметров каналов микроразрядов и т. п. [6].

Для получения более стабильной и устойчивой картины структуры барьерного разряда при неограниченной длительности наблюдения в электрогазодинамическом устройстве в работе [4] одним из авторов статьи предложено, чтобы все электроды, кроме одного или одной пары, были выполнены с возможностью скольжения по поверхности вращающегося барьера. Подобное устройство по-

Андреев Всеволод Владимирович, доцент, зав. кафедрой.
Васильева Людмила Анатольевна, аспирантка.
Матюнин Алексей Николаевич, аспирант.
Пичугин Юрий Петрович, доцент.
ФГОУ ВПО "Чувашский государственный университет
им. И. Н. Ульянова".
Россия, 428015, г. Чебоксары, Московский пр., 15.
Тел. 8 (902) 287-05-12. E-mail: andreev_vsevolod@mail.ru
Статья поступила в редакцию 24 сентября 2010 г.

зволило визуально наблюдать структуру барьерного разряда, а также получать ее фотографии на обычный цифровой фотоаппарат [5, 6].

В данной работе продолжено исследование структуры барьерного разряда для уточнения механизмов развития наблюдаемых процессов, а также развита соответствующая математическая модель.

Визуальные наблюдения и исследование структуры барьерного разряда

Для визуального наблюдения структуры барьерного разряда в лабораторных условиях были созданы действующие макеты электрогазодинамических устройств, описанных в работах [2—4]. В качестве вращающегося диэлектрического барьера использовали диски из различных материалов: стекла, стеклотекстолита и винипласта. Во всех случаях наблюдалась четкая и стабильная структура барьерного разряда, фотография которой представлена на рис. 1. Различные геометрические измерения можно было проводить непосредственно с помощью элементарных измерительных приборов (линейки, штангенциркуля и т. д.), выполненных из изоляционного материала. Большая часть экспериментальных результатов получена на установке со сплошным поверхностным электродом [6]. При этом для съемки использовался цифровой фотоаппарат, позволяющий фиксировать все области разряда.

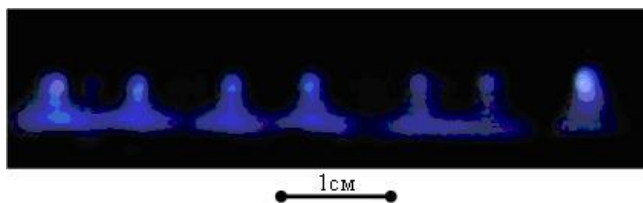


Рис. 1. Структуры барьерного разряда в случае расположенного сверху металлического электрода отрицательной полярности (катод)

На рис. 1 представлена фотография структуры барьерного разряда, где сверху расположен металлический электрод отрицательной полярности (катод). Здесь длина разрядного промежутка составляет 3 мм. Каждый канал состоит из трех основных частей: ярко светящегося пятна на металлическом электроде, столба разряда и расширенной части, прилегающей к барьеру. Средний диаметр столба не более 1 мм, средний диаметр пятна, прилегающего к барьеру, равен 6 мм, а его высота примерно составляет 1 мм.

Если сверху расположить положительный металлический электрод, то наблюдается более густое расположение каналов микроразряда и менее

выражены области, прилегающие к барьеру. Таким образом, структура барьерного разряда сильно зависит от полярности металлического неизолированного электрода. Соответственно, можно сказать, что эффективность синтеза озона также будет различной. Результаты исследования показывают сложное строение канала микроразряда.

В связи с этим вопрос — какая область канала наиболее интенсивно синтезирует озон? В работе [5] проведены такие экспериментальные исследования на специальной модели озонатора. Было показано, что наиболее производительной по озону является расширенная часть канала микроразряда, прилегающая к диэлектрическому барьеру. Это связано с тем, что в коронном разряде в ходе реакции $O_2 + O \rightarrow O_3^*$ возникает возбужденная молекула озона. Если быстро не снимать данное возбуждение, то происходит разложение молекулы озона. Возбуждение молекулы O_3^* снимается в результате ее столкновения с другой частицей M : $O_3^* + M \rightarrow O_3 + M$.

Если же озон синтезируется в барьерном разряде вблизи поверхности электрода, то вероятность столкновения молекулы озона с твердой поверхностью электрода, в результате которого снимается его возбуждение, значительно возрастает. Таким образом, по мере удаления от поверхности электрода эффективность синтеза озона существенно снижается.

В данной работе проведены эксперименты по синтезу озона в зависимости от полярности электродов. Пространство, прилегающее к электроду, который установлен с зазором, герметизировалось с помощью фторопластовых скользящих прокладок. В результате было получено, что при всех одинаковых параметрах производительность по озону при отрицательном неизолированном электроде, находящемся сверху, в 2,5 раза выше, чем при положительной его полярности.

В результате обработки большого числа экспериментальных данных были получены различные зависимости. Одна из них $d_- = f(U)$ представлена в таблице. Здесь d_- — диаметр пятна, прилегающего к барьеру; U — постоянное напряжение, приложенное к электродам. Кривая представлена для отрицательной полярности неизолированного верхнего электрода (см. рис. 1) при разрядном промежутке, равном 2 мм. В качестве вращающегося барьера в экспериментальной установке были использованы различные диэлектрики (см. таблицу). Погрешность результатов не превышает 3 %.

U, кВ	d ₋ , мм		
	Вращающийся барьер из стекло-текстолита толщиной 1 мм	Вращающийся барьер из стекла толщиной 1 мм	Вращающийся барьер из винипласта толщиной 1 мм
8	3,8	3,6	3
10	4,2	4,8	4,2
12	5,5	5,5	5,0

В то же время при заданном межэлектродном напряжении U зависимость диаметра пятна d₋, прилегающего к барьеру, от расстояния между электродами и толщины барьера проявлялась довольно слабо. Разброс значений d₋ при этом находился в пределах ошибки эксперимента.

При положительной полярности неизолированного верхнего электрода разброс геометрических размеров микроразряда достаточно велик. Следует отметить, что для каждого значения межэлектродного напряжения диаметр приборьерного пятна положительной полярности меньше диаметра отрицательной полярности и составляет d₊ = (0,3—0,7) d₋.

Математическая модель и обсуждение результатов

Остановимся на некоторых оценочных расчетах геометрических размеров структур приборьерного разряда. Наибольший интерес представляет размер (диаметр) приборьерной области канала микроразряда. Для упрощения рассмотрим двухмерную систему с цилиндрической симметрией, в которой возникает приборьерный разряд (рис. 2). Здесь тонкий цилиндрический электропроводящий электрод диаметром 2r₀ соприкасается с поверхностью диэлектрического барьера. Вокруг цилиндрического электрода в области r₀ ≤ r ≤ ξ по поверхности барьера зажигается электрический разряд при подаче напряжения на электроды. Следовательно, вся исследуемая поверхность диэлектрика разбивается на область, соприкасающуюся с приборьерным разрядом (r₀ ≤ r ≤ ξ), и область, в которой такой разряд отсутствует (ξ ≤ r). Необходимо отметить, что в столбе разряда проводимость очень высокая [7—9]. Вследствие этого данный столб разряда можно рассматривать как аналог металлического электрода, соприкасающегося с поверхностью диэлектрического барьера (см. рис. 1 и 2).

В области существования приборьерного разряда r₀ ≤ r ≤ ξ будем считать, что проводимость очень высокая. Следовательно, можно предположить, что в указанной области напряжение везде равно напряжению U₀ на металлическом цилиндрическом электроде (см. рис. 2). Таким образом,

$$U(\xi - r_0, t - t_0) = U_0. \tag{1}$$

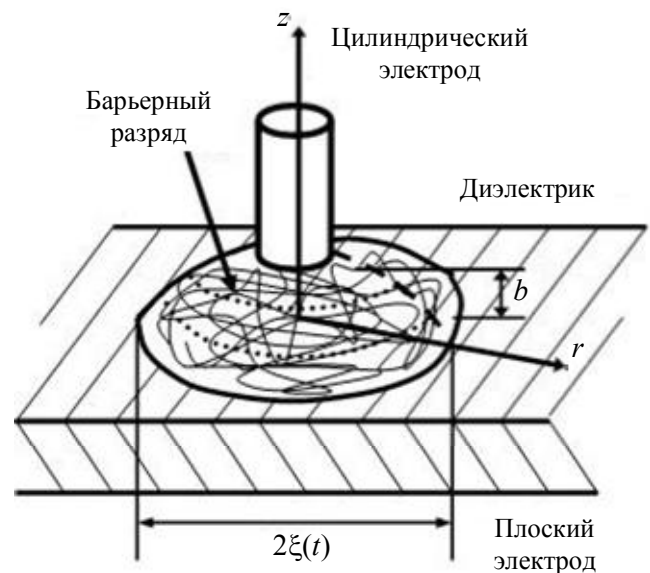


Рис. 2. Взаимное расположение электродов и диэлектрического барьера в модельной системе

Резкое падение напряжения происходит в окрестности точки r = ξ + 0, где достигается наибольшее значение электрического поля. Коронный разряд возникает, если величина электрического поля равна или превышает некоторое характерное для данной среды значение E_{cr} (для воздуха E_{cr} = 3,1 · 10⁶ В/м [9]). Граница ξ(t) области существования коронного разряда может перемещаться до тех пор, пока выполняется условие

$$-\left. \frac{\partial U(r - r_0, t - t_0)}{\partial r} \right|_{r=\xi(t)+0} \geq E_{cr}. \tag{2}$$

Для определения распределения напряжения U(r - r₀, t - t₀) на поверхности диэлектрического барьера в области ξ(t) ≤ r для системы, представленной на рис. 2, аналогично работе [10] запишем уравнение на основе схемы замещения:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial U(r - r_0, t - t_0)}{\partial r} \right) - RC \frac{\partial U(r - r_0, t - t_0)}{\partial t} = 0, \tag{3}$$

где R — удельное приповерхностное сопротивление диэлектрика;

C — емкость диэлектрического барьера, рассчитанная на единицу площади поверхности.

К границе ξ(t) справа примыкает некоторая область шириной δ, в которой происходит генерация новых электрических зарядов за счет столкновения с молекулами и атомами воздуха ускоренных электрическим полем электронов (рис. 3).

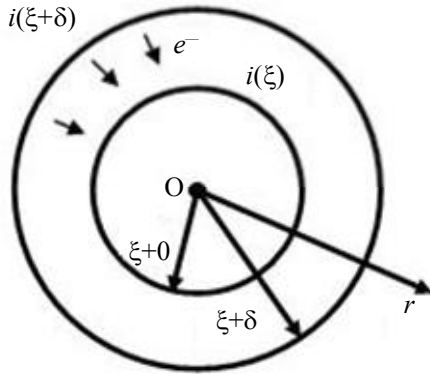


Рис. 3. Перемещение границы области существования барьерного разряда и направления движения электронов

Обозначим через $v_e = -\mu_e E$ скорость электрона, где μ_e — подвижность электронов; E — напряженность электрического поля. Пусть в воздухе в точке $\xi(t) + \delta$ концентрация электронов равна n_e . Тогда через боковую поверхность цилиндра радиуса $r = \xi(t) + \delta$ проходит электрический ток

$$i(\xi(t) + \delta) = -2\pi en_e v_e (\xi(t) + \delta) b.$$

Подразумевается, что b — средняя толщина зоны, захваченной коронным разрядом в приповерхностной области диэлектрика; e — заряд электрона. В момент времени t до поверхности $r = \xi(t)$ дойдут те электроны, которые прошли через боковую поверхность цилиндра радиуса $r = \xi(t) + \delta$ в момент времени $t - \delta/v_e$ (см. рис. 3). Эти электроны, проходя путь δ в области $[\xi(t), \xi(t) + \delta]$ и сталкиваясь с молекулами, а также с атомами воздуха, генерируют новые электроны в количестве

$$-2\pi \alpha en_e v_e \delta b \int_{t_0}^{t - \delta/v_e} (\xi(\tau) + \delta) d\tau, \quad (4)$$

где α — коэффициент Таунсенда.

Напишем условие баланса отрицательных электрических зарядов. За время $t - t_0$ через боковую поверхность цилиндра радиуса $r = \xi(t)$ проходят электроны с общим электрическим зарядом

$$q_1(r, t) = 2\pi \int_{t_0}^t \left(-\frac{\xi(\tau)}{R} \frac{\partial U(r - r_0, \tau - t_0)}{\partial r} \right)_{r=\xi(\tau)+0} d\tau, \quad (5)$$

а через боковую поверхность цилиндра радиуса $r = \xi(t) + \delta$ за время $t - \delta/v_e - t_0$

$$q_2(r, t) = -2\pi en_e v_e b \int_{t_0}^{t - \delta/v_e} (\xi(\tau) + \delta) d\tau. \quad (6)$$

Тогда с учетом формул (4)—(6) уравнение баланса электрических зарядов запишется так:

$$\int_{t_0}^t \left(\frac{\xi(\tau)}{R} \frac{\partial U(r - r_0, \tau - t_0)}{\partial r} \right)_{r=\xi(\tau)+0} d\tau = (1 + \alpha \delta) en_e v_e b \int_{t_0}^{t - \delta/v_e} (\xi(\tau) + \delta) d\tau.$$

Продифференцируем полученное равенство по переменной t и предположим, что величина δ/v_e мала по сравнению с t . В результате получим:

$$\frac{\xi(t)}{R} \frac{\partial U(r - r_0, t - t_0)}{\partial r} \Big|_{r=\xi(t)+0} = en_e v_e b (1 + \alpha \delta) (\xi(t) + \delta). \quad (7)$$

В уравнении (3) произведем замену переменных [11]:

$$r - r_0 \rightarrow k(r - r_0), \quad t - t_0 \rightarrow k^2(t - t_0), \\ k = 1 / (2\sqrt{t - t_0}).$$

В результате имеем

$$U(r - r_0, t - t_0) = U\left(\frac{r - r_0}{2\sqrt{t - t_0}}, \frac{1}{4}\right) = U_{01} f\left(\frac{r - r_0}{2\sqrt{t - t_0}}\right) = U_{01} f(z), \quad (8)$$

где $z = (r - r_0) / 2\sqrt{t - t_0}$;

U_{01} — некоторая постоянная.

Таким образом, уравнение (3) преобразуется к виду:

$$\frac{1}{z} \frac{\partial}{\partial z} \left(z \frac{\partial f(z)}{\partial z} \right) + 2RCz \frac{\partial f(z)}{\partial z} = 0. \quad (9)$$

Граничное условие (1) для функции $f(z)$ запишется так:

$$f(z_\xi) = U_0 / U_{01}. \quad (10)$$

Здесь $z_\xi = (\xi - r_0) / 2\sqrt{t - t_0}$. Пусть также задано начальное условие при $t = t_0$:

$$U(r, 0) = U_S, \quad (11)$$

которое для функции $f(z)$ примет вид:

$$f(z) = U_S / U_{01}, \quad \text{при } z \rightarrow \infty. \quad (12)$$

В уравнении (9) сделаем замену переменных $z \frac{\partial f(z)}{\partial z} = y(z)$, тогда получим:

$$\frac{\partial y(z)}{\partial z} + 2RCzy(z) = 0.$$

Последнее уравнение имеет следующее решение

$$y(z) = A \exp(-RCz^2).$$

Следовательно, с учетом замены уравнение (9) имеет решение:

$$f(z) = A \int_z^{+\infty} \frac{1}{\theta} \exp(-RC\theta^2) d\theta + B.$$

В последней формуле постоянные A и B находим с помощью условий (10) и (12). В итоге получаем:

$$f(z) = \frac{U_0 - U_S}{U_{01}} \times \int_z^{\infty} \frac{1}{\theta} \exp(-RC\theta^2) d\theta / \int_{z_{\xi}}^{\infty} \frac{1}{\theta} \exp(-RC\theta^2) d\theta + \frac{U_S}{U_{01}}. \quad (13)$$

При этом должно быть выполнено условие $z_{\xi} = \text{const}$, поэтому величину ξ зададим в виде:

$$\xi(t) = r_0 + 2\gamma\sqrt{t-t_0}. \quad (14)$$

Здесь γ — некоторая постоянная. С учетом соотношений (8), (13) и (14) получим формулу для определения распределения напряжения $U(r-r_0, t-t_0)$ в области $\xi(t) \leq r$ (см. рис. 2 и 3) на поверхности диэлектрического барьера:

$$U(r-r_0, t-t_0) = (U_0 - U_S) \times \int_{\frac{(r-r_0)\sqrt{RC}}{2\sqrt{t-t_0}}}^{\infty} \frac{1}{\theta} \exp(-\theta^2) d\theta / \int_{\gamma\sqrt{RC}}^{\infty} \frac{1}{\theta} \exp(-\theta^2) d\theta + U_S. \quad (15)$$

Продифференцируем соотношение (15) по независимой переменной r :

$$\frac{\partial U(r-r_0, t-t_0)}{\partial r} = -\frac{(U_0 - U_S)}{(r-r_0)} \times \exp\left(-\frac{(r-r_0)^2 RC}{4(t-t_0)}\right) / \int_{\gamma\sqrt{RC}}^{\infty} \frac{1}{\theta} \exp(-\theta^2) d\theta.$$

В точке $r = \xi(t) + 0$ из последней формулы получим:

$$\left. \frac{\partial U(r-r_0, t-t_0)}{\partial r} \right|_{r=\xi(t)+0} = -\frac{U_0 - U_S}{2\gamma\sqrt{t-t_0}} \exp(-RC\gamma^2) / \int_{\gamma\sqrt{RC}}^{\infty} \frac{1}{\theta} \exp(-\theta^2) d\theta. \quad (16)$$

Полученное соотношение (16) подставим в уравнение баланса (7):

$$-\frac{1}{R} \frac{U_0 - U_S}{2\gamma\sqrt{t-t_0}} \exp(-RC\gamma^2) / \int_{\gamma\sqrt{RC}}^{\infty} \frac{1}{\theta} \exp(-\theta^2) d\theta = en_e v_e b (1 + \alpha \delta). \quad (17)$$

В формуле (17) предполагается, что $\xi(t) \gg \delta$.

Предположим, что граница области существования коронного разряда $\xi(t)$ перемещается пропорционально скорости движения электронов v_e в области $[\xi(t), \xi(t) + \delta]$:

$$\frac{\partial \xi(t)}{\partial t} = -v_e.$$

Продифференцировав формулу (14) по переменной t , получим:

$$\frac{\partial \xi(t)}{\partial t} = \frac{\gamma}{\sqrt{t-t_0}}.$$

Подставив последние две формулы в уравнение (17), получим

$$\exp(-RC\gamma^2) / \int_{\gamma\sqrt{RC}}^{\infty} \frac{1}{\theta} \exp(-\theta^2) d\theta = \frac{2en_e \gamma^2 b R (1 + \alpha \delta)}{U_0 - U_S}. \quad (18)$$

Соотношение (18) позволяет определить при заданных входящих в него прочих параметрах величину γ .

Из условия (2) с учетом формулы (16) определяем время существования отдельного микроарзряда:

$$\Delta T = t_{\max} - t_0 = \frac{(U_0 - U_S)^2 \exp(-2RC\gamma^2)}{4\gamma^2 E_{cr}^2 \left(\int_{\gamma\sqrt{RC}}^{\infty} \frac{1}{\theta} \exp(-\theta^2) d\theta \right)^2}. \quad (19)$$

Проведем количественный анализ соотношений (18) и (19). Следует отметить, что в указанных формулах величина R представляет собой удельное приповерхностное сопротивление для зоны, близлежащей к коронному разряду, т.е. в кольце $[\xi(t), \xi(t) + \delta]$ (см. рис. 3). Результаты вычислений представлены на рис. 4. На рис. 4, a величина ξ_{\max} вычислена по формуле

$$\xi_{\max} = r_0 + 2\gamma\sqrt{\Delta T}.$$

Полученные формулы (18) и (19) для определения параметров γ , ΔT , ξ_{\max} имеют достаточно простой вид. Они позволяют оценить оптимальные геометрические и физические характеристики электродов при разработке озонаторов на барьерном разряде.

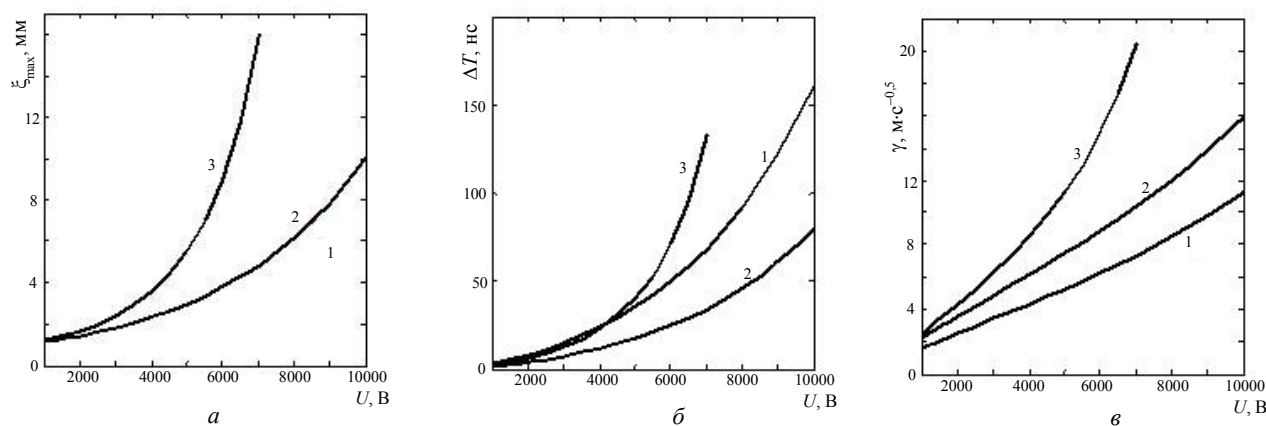


Рис. 4. Зависимости максимального размера ξ_{max} приборьерного пятна (а), длительности микроразряда ΔT (б) и параметра γ (в) от приложенного межэлектродного напряжения U для параметров:

$U_S = 0$ В; $E_{cr} = 3,1 \cdot 10^6$ В/м; $n_e = 10^{18}$ м⁻³; $b = 1$ м; $r_0 = 1$ мм; $\delta = 0,1$ мм; $\alpha = 1500$ м⁻¹;
 1 — $R = 3 \cdot 10^5$ Ом; $C = 2 \cdot 10^{-8}$ Ф·м⁻²; 2 — $R = 3 \cdot 10^5$ Ом; $C = 10^{-8}$ Ф·м⁻²; 3 — $R = 6 \cdot 10^5$ Ом; $C = 10^{-8}$ Ф·м⁻².

На рис. 4, а кривые 1 и 2 совпадают

Следует отметить, что теоретические результаты, рассчитанные на основе соотношений (18) и (19) и представленные на рис. 4, достаточно хорошо согласуются с экспериментальными данными, приведенными в таблице, а также с данными различных литературных источников [7, 8].

Заключение

В работе получены приближенные аналитические соотношения (18) и (19), позволяющие исследовать влияние различных геометрических и физических параметров на эволюцию барьерного разряда вблизи электрода с цилиндрическим поперечным сечением. Они также позволяют оценить время существования барьерного разряда.

Полученные результаты могут использоваться при разработке новых озонаторов для оценки режимов их работы в целях увеличения выхода озона при одновременном снижении энергопотребления установкой.

Литература

1. Багиров М. А., Курбанов М. А., Шкилев А. В., Нуралиев Н. Э. //ЖТФ. 1971. Т. XLI. № 6. С. 1287—1291.
2. Пичугин Ю. П. и др. // Пат. 2027664 РФ, кл. С 01В 13/11, 1995.
3. Пичугин Ю. П. // Матер. 20-й конф. "Генераторы озона и озонных технологий". — М., 2000. С. 43—50.
4. Пичугин Ю. П. // Пат. 22001126 РФ, кл. С01В 13/11 2003.
5. Пичугин Ю. П. // Матер. 25-го Всерос. семинара "Озон и другие экологически чистые окислители. Наука и технологии", — М., 2003. С. 36—47.
6. Андреев В. В., Васильева Л. А., Кравченко Г. А., Пичугин Ю. П., Филиппов В. Г. // Нелинейный мир. 2009. Т. 7. № 11. С. 811—819.
7. Самойлович В. Г., Гибалов В. И., Козлов К. В. Физическая химия барьерного разряда. — М.: Изд-во МГУ, 1989.
8. Лунин В. В., Попович М. П., Ткаченко С. Н. Физическая химия озона. — М.: Изд-во МГУ, 1988.
9. Райзер Ю. П. Физика газового разряда. — М.: Наука, 1987.
10. Андреев В. В., Пичугин Ю. П., Шамсутдинов Р. Ф. // Изв. вузов. Химия и химическая технология. 2004. Т. 47. Вып. 4. С. 132—136.
11. Тихонов А. Н., Самарский А. А. Уравнения математической физики: учеб. пособие. — М.: Изд-во МГУ, 1999.

Investigation of the barrier discharge structure near of electrode with cylindrical cross-sections

V. V. Andreev, L. A. Vasil'eva, A. N. Matunin, Yu. P. Pichugin
 Chuvash State University, 15 Moskovskii pr., Cheboksary, 428015, Russia
 E-mail: andreev_vsevolod@mail.ru

Obtained are the analytical correlations, allowing research the influence of different geometric and physical parameters on evolution of barrier discharge near the electrode with cylindrical cross-sections. Obtained correlations allow estimate the barrier discharge existence time. They are confirmed and shown new essential particularities of barrier discharge evolutions.

PACS: 52.80.Tn

Keywords: barrier discharge, ozonizer, ozone synthesis, microdischarge channel, dielectric barrier.

Bibliography — 11 references.

Received September 24, 2010