

## Обоснование параметров процесса зарядки пыли в поле импульсного униполярного коронного разряда

*Произведен анализ процесса зарядки пыли в поле импульсного униполярного коронного разряда для системы электродов «острие-сетка». Получены выражения для определения основных параметров процесса зарядки мелкодисперсной фазы аэрозоля позволяющие обеспечить эффективный режим работы системы. Ил. 4. Библиогр.: 7 назв.*

**Ключевые слова:** аэрозоль, коагуляция, электроионизация, пыль

*The charging process of dust in the field pulsed unipolar corona discharge electrode system for the «edge-net», the analyzed. The expressions for determining the basic parameters of the charging process of fine aerosol phase helps to ensure effective operation of the system.*

**Keywords:** aerosol, coagulation, electroionization, dust

Аэрозоли техногенного происхождения обладают повышенной опасностью, которая связана, прежде всего, с их мелкодисперсностью. Размер частиц таких аэрозолей, как правило, не превышает 5 мкм, в связи с чем эти частицы способны проникать в организм человека, являясь причиной многих заболеваний и нанося тем самым непоправимый ущерб здоровью человека. Поэтому, удаление частиц размером менее 5 мкм из отходящих от промышленного оборудования газовых потоков является одной из самых важных задач в области борьбы с загрязнением воздуха.

Для улавливания аэрозолей из отходящих газов используется широкий класс газоочистного оборудования. Однако из-за недостаточной эффективности этого оборудования при улавливании мелкодисперсной пыли, необходимости замены или чистки фильтрующих элементов, область его применения ограничена.

Решением проблемы удаления мелкодисперсной пыли (менее 5 мкм) из запыленного воздуха может быть коагуляция пыли с целью ее укрупнения и ускорения оседания.

Одним из видов вынужденной коагуляции является коагуляция частиц под действием специально направленного поля. Таким действием обладает акустическое и электрическое поле [1, 2].

Очистка атмосферы от высокодисперсной пыли способом коагуляции под воздействием электрического поля заключается в предварительной зарядке нейтральных аэрозольных частиц путем осаждения на них свободных положительных или отрицательных газовых ионов и дальнейшем их укрупнении за счет притягивания разноименных зарядов.

Для теоретического обоснования электроионизационных способов очистки атмосферы от высокодисперсной пыли необходимо подробное аналитическое описание связи между зарядами частиц и входными переменными: массой, размерами, формой и вещественным составом частиц, временем зарядки, влажностью, температурой, давлением и химическим составом атмосферы, параметрами коронного разряда.

Величина зарядов частиц, приобретаемых ими в поле коронного разряда, определяется двумя процессами: направленным движением ионов к частице под действием внешнего электрического поля (процесс ударной зарядки) и диффузией ионов к поверхности частицы. В зависимости от размеров частиц перечисленные процессы играют различную роль.

Выражение, описывающее процесс зарядки пыли в поле униполярного коронного разряда имеет следующий вид [3]:

$$g = 4\pi\epsilon_0 \left(1 + 2 \frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2}\right) E_0 \rho^2 \frac{\pi k n_0 t}{4\pi\epsilon_0 + \pi k e n_0 t} + \rho \frac{4\pi\epsilon_0 k T}{e} A(n_0 t), \quad (1)$$

где  $E_0$  – напряженность внешнего электрического поля, В/м;  $\rho$  – эквивалентный радиус частицы, м;  $k$  – подвижность ионов, м<sup>2</sup>/В·с;  $e$  – заряд иона, Кл;  $n_0$  – концентрация ионов в невозмущенной среде, м<sup>-3</sup>;  $t$  – время зарядки, с;  $A(n_0 t)$  – временная функция, характеризующая скорость диффузионного процесса зарядки;  $T$  – период изменения величины заряда;  $\epsilon$  – относительная диэлектрическая проницаемость частицы.

Анализ выражения (1) показывает, что обеспечить различную интенсивность зарядки крупных и тонких фракций аэрозоля можно пу-

тем зарядки частиц пыли при различных уровнях напряженности электрического поля коронного разряда. Это возможно ввиду отличающегося характера зависимостей зарядов тонкой и грубой фракции от напряженности внешнего электрического поля  $E_0$ . Требуется обеспечить длительность процесса зарядки и концентрацию ионов в камере, достаточную для приобретения тонкой фракцией зарядов, близких к предельным. Заряды крупных частиц при этом могут быть существенно меньше от предельных, что исключает их осаждение и накопление в зарядной камере, а в последующем не оказывает влияния на процессы коагуляции мелкодисперсной фазы аэрозоля.

Из сказанного выше следует, что существует возможность обеспечить различную интенсивность зарядки крупных и тонких фракций аэрозоля путем зарядки аэрозоля в поле коронного разряда с периодическим изменением его напряженности от  $E_{0max}$  до нуля.

В зарядных камерах типа «сетка-острие» особый интерес представляет вариант зарядки аэрозоля в поле импульсного униполярного коронного разряда с малой длительностью импульсов и большой их скважностью (рис. 1). Так как интенсивная зарядка крупной фазы может происходить только в моменты действия мощного внешнего электрического поля, то следует ожидать, что эта фаза в поле импульсного коронного разряда с малой длительностью и большой скважностью импульсов будет приобретать незначительные заряды и только в зоне межэлектродного пространства, где в момент действия импульса имеется высокая напряженность электрического поля. Тонкая фракция с  $\rho < 10^{-6}$  интенсивно может заряжаться как в моменты действия импульсов, так и при их отсутствии, как в междуэлектродном пространстве, так и за его пределами, при условии выноса ионов за пределы разрядного промежутка. Если обеспечить концентрацию ионов и время зарядки достаточную для приобретения мелкой фазой аэрозоля зарядов близких к предельным, то при последующем смешивании воздушных потоков при взаимодействии мелких частиц с разнополярными зарядами будет протекать их интенсивная коагуляция.

Вопросы протекания процесса зарядки в поле импульсного коронного разряда с малой длительностью и большой скважностью импульсов не освещены в литературных источниках. Поэтому представляет интерес оценить величины зарядов, приобретаемых частицами в данном виде коронного разряда с целью определения возможности его применения в устройствах для коагуляции частиц аэрозоля.

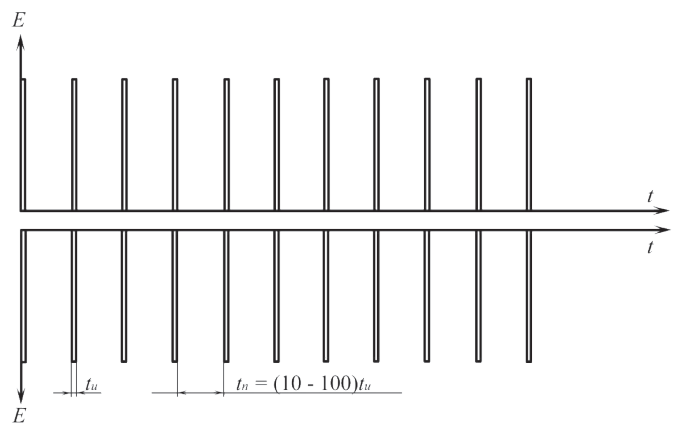


Рис. 1. Временная диаграмма напряжения для зарядки мелкодисперсной фазы аэрозоля

Рассмотрим процессы, происходящие в поле импульсного коронного разряда в концентрических цилиндрах, для которых поле коронного разряда может быть достаточно строго рассчитано. К моменту окончания действия импульса ионизирующего напряжения, длительность которого достаточна для установления стационарного распределения носителей в межэлектродном промежутке, напряженность поля в концентрическом цилиндре можно рассчитать по формуле [4]

$$E_r = \sqrt{\frac{I}{2\pi\epsilon_0 k} + \left(E_0 \frac{r_0}{r}\right)^2}, \quad (2)$$

где  $I$  – ток на единицу длины коронирующего электрода;  $r_0$  – радиус коронирующего электрода;  $r$  – координата точки межэлектродного пространства;  $E_0$  – критическая напряженность, которую можно рассчитать из условия [5]

$$E_0 = \frac{U_0}{r_0 \ln \frac{R}{r_0}},$$

где  $U_0$  – величина напряжения зажигания короны, определяемая экспериментально по появлению первого толчка тока;  $R$  – радиус внешнего электрода.

Используя выражение (2) определим концентрацию ионов в межэлектродном пространстве

$$n_r = \frac{I}{2\pi r e k E_r} = \frac{I}{2\pi r e k \sqrt{\frac{I}{2\pi\epsilon_0 k} + \left(E_0 \frac{r_0}{r}\right)^2}}. \quad (3)$$

При высокой крутизне заднего фронта импульса ионизирующего напряжения приведенное распределение концентрации ионов сохраняется в межэлектродном пространстве в начальный момент паузы между импульсами. Напряженность электрического поля в межэлектродном пространстве в отсутствие ионизирующего напряжения определяется суммарным зарядом ионов.

Поток вектора электрического смещения  $\Phi_e$  через замкнутую цилиндрическую поверхность радиусом  $r$  и длиной  $l$  в этом случае

$$\Phi_e = \tau_r l, \quad (4)$$

где  $\tau_r$  – линейная плотность зарядов.

Ввиду нелинейности зависимости концентрации ионов от радиуса  $r$

$$d\tau_r = n_r dS = n_r 2\pi r dr,$$

где  $n_r$  – объемная плотность зарядов.

Тогда

$$\tau_r = \int_{r_0}^r n_r 2\pi r dr = 2\pi \int_{r_0}^r n_r r dr.$$

С другой стороны

$$\hat{O}_{\hat{a}} = 2\pi d\epsilon_0 E'_r. \quad (5)$$

Решая совместно уравнение (4) и (5) с учетом зависимости (2) получаем

$$E'_r = \sqrt{\frac{I}{2\pi\epsilon_0 k} + \left(E_0 \frac{r_0}{r}\right)^2} - \sqrt{\left(\frac{I}{2\pi\epsilon_0 k} + E_0^2\right) \frac{r_0^2}{r^2}}.$$

Так как в обычных условиях  $\frac{I}{2\pi\epsilon_0 k} \ll E_0^2$ , то можно записать

$$E'_r = \sqrt{\frac{I}{2\pi\epsilon_0 k} + \left(E_0 \frac{r_0}{r}\right)^2} - E_0 \frac{r_0}{r}. \quad (6)$$

Значения  $n_r$  и  $E'_r$ , определяемые по формулам (3) и (6), являются начальными условиями при определении изменения концентрации ионов и напряженности поля в межэлектродном пространстве в момент паузы ионизирующего напряжения.

Кривые зависимостей  $n_r$  и  $E'_r$  от радиуса при различном значении напряжения  $U$  на коронирующем электроде приведены на рис. 2 и рис. 3. Величина напряжения зажигания короны  $U_0$  определялась экспериментально по появлению первого толчка тока для отрицательной короны. Размеры электродов  $r = 1$  мм,  $R = 150$  мм.

Стекание ионов с межэлектродного пространства при отсутствии ионизирующего напряжения обуславливается воздействием на них поля электростатического рассеивания  $E'_r$ , а также процессов диффузии ионов к поверхностям электродов. Ввиду того, что  $r \ll R$  процессом диффузии ионов на поверхность внутреннего электрода можно пренебречь.

Поток ионов  $\Phi$  через цилиндрическую поверхность единичной длины радиусом  $r$  с учетом диффузии и сил электростатического рассеивания в этом случае

$$\hat{O} = 2\pi r \left( D \frac{\partial n_r}{\partial r} + n_r k E'_r \right). \quad (7)$$

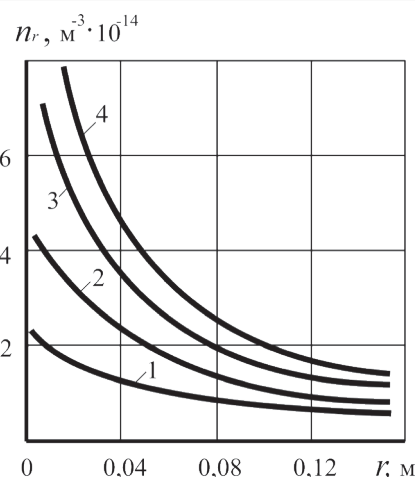


Рис. 2. Концентрация ионов в поле коронного разряда в концентрических цилиндрах:

- 1 -  $U = 40$  кВ; 2 -  $U = 50$  кВ;
- 3 -  $U = 60$  кВ; 4 -  $U = 70$  кВ

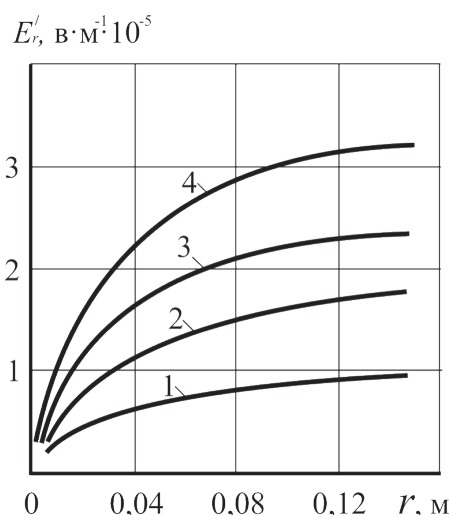


Рис. 3. Напряженность электрического поля в концентрических цилиндрах в начальный момент паузы между ионизирующими импульсами:

- 1 -  $U = 40$  кВ; 2 -  $U = 50$  кВ;
- 3 -  $U = 60$  кВ; 4 -  $U = 70$  кВ

В виду нестационарности потока ионов аналитического решения уравнения найти невозможно. Однако возможно оценить составляющие потока ионов обусловленные различными процессами.

Задача по определению потока частиц на внутреннюю поверхность бесконечно длинного цилиндра, обусловленного их диффузией решена для случая [6]

$$\begin{aligned} n(r, 0) &= n_0 \text{ при } r < R \\ n(R, t) &= 0 \text{ при } t > 0 \end{aligned}$$

В этом случае изменение средней концентрации ионов во времени (без учета сил электростатического рассеивания) описывается уравнением

$$n = 4n_0 \sum_{\gamma=1}^{\infty} \frac{1}{\beta_{\gamma}^2} e^{-\frac{D\beta_{\gamma}^2 t}{R^2}}, \quad (8)$$

где  $\beta_1^2, \beta_2^2, \dots$  – квадраты нулей функции Бесселя первого рода нулевого порядка  $I_0(x)$ , имеющие значения  $\beta_1^2 = 5,784$ ;  $\beta_2^2 = 30,47$ ;  $\beta_3^2 = 74,89$ ;  $\beta_4^2 = 132,8$ .

Анализ выражения (8) показывает, что за время паузы между импульсами ионизирующего напряжения равной 1 с при  $R = 0,15$  м отношение  $n/n_0 > 0,96$ . В случае неравномерного распределения концентрации ионов следует ожидать увеличение отношения  $n/n_0$ , поэтому с достаточной для практических целей точностью можно пренебречь составляющей потока ионов, обусловленной диффузионными процессами, и искать решение уравнения (7) только с учетом движения ионов под действием сил электрического рассеивания.

Дивергенция вектора напряженности электрического поля сквозь замкнутую поверхность цилиндра радиусом  $R$  единичной длины

$$\text{Div} \vec{E}_r = \frac{Nl}{2\pi R \epsilon_0} = \frac{r_0}{R \epsilon_0}.$$

где  $N$  – число ионов в объеме, ограниченном замкнутым пространством;  $n(r,t)$  – концентрация ионов в объеме (являющаяся функцией времени и координаты  $r$ ).

Ввиду того, что  $\vec{U} = k\vec{E}$ , можно записать

$$\text{Div} \vec{U} = \frac{ek}{R\epsilon_0} \int_{r_0}^R n(r,t) r dr.$$

С другой стороны

$$\text{Div} \vec{U} = -\frac{1}{n(r,t)} \frac{dn(r,t)}{dt}.$$

где  $n(R,t)$  – концентрация ионов при  $r = R$ .

Тогда уравнение для определения потока ионов на поверхность электрода примет вид

$$\frac{ek}{\epsilon_0 R} \int_{r_0}^R n(r,t) r dr = -\frac{1}{n(r,t)} \frac{dn(r,t)}{dt}.$$

Решение этого уравнения может быть получено для случая, когда концентрация ионов может быть представлена в виде произведения двух независимых переменных, описывающих ее изменение во времени и в пространстве

$$n(r,t) = u_t U_r. \quad (9)$$

После подстановки (9) имеем

$$\frac{ek}{\epsilon_0 R} u_t \int_{r_0}^R r U_r dr = -\frac{1}{u_t} \frac{du_t}{dt}.$$

Откуда

$$u_t = \frac{1}{\frac{ke}{\epsilon_0 R} t \int_{r_0}^R r U_r dr + C}.$$

Введем граничные условия

$$t=0; u_t = 1; n(r,0) = \frac{I}{2\pi r e k \sqrt{\frac{I}{2\pi \epsilon_0 k} + \left(\frac{E_0 r_0}{2}\right)^2}}.$$

При данных граничных условиях определим постоянную интегрирования и множитель при  $t$ .

При  $t = 0, C = 1$ , тогда

$$u_t = \frac{1}{\left[ \frac{1}{2\pi R} \sqrt{\frac{2\pi k l}{\epsilon_0} R^2 + (2E_0 r_0 \pi k)^2} - \sqrt{\frac{2\pi k l}{\epsilon_0} r_0^2 + (2E_0 r_0 \pi k)^2} \right] t + 1}.$$

Так как  $\frac{2\pi k l}{\epsilon_0} r_0^2 \ll (2\pi k E_0 r_0)^2$ , то можно записать

$$u_t = \frac{1}{1 + k \left[ \sqrt{\frac{I}{2\pi k \epsilon_0} + \left(\frac{E_0 r_0}{R}\right)^2} - \frac{E_0 r_0}{R} \right] t} = \frac{1}{1 + k \left( E_R - \frac{E_0 r_0}{R} \right) t} = \frac{1}{1 + k E'_R t'}$$

где  $E_R$  – напряженность поля  $E_r$  при  $r = R$ ;  $E'_R$  – напряженность поля  $E'_r$  при  $r = R$ .

Таким образом концентрацию ионов в любой точке межэлектродного пространства в момент паузы можно определить, как

$$n(r,t) = \frac{1}{1 + k E'_R t} \cdot \frac{I}{2\pi e k r \sqrt{\frac{I}{2\pi k \epsilon_0} + \left(\frac{E_0 r_0}{r}\right)^2}}. \quad (10)$$

Из анализа выражений (3), (6) и (10) видно, что при малых радиусах наружного электрода  $R < 10^{-2}$  м и длительностью паузы между ионизирующими импульсами  $t_n < 0,001$  секунд, существующая концентрация ионов в межэлектродном пространстве за время паузы практически не изменяется. Напряженность электрического поля в момент паузы фактически на порядок ниже напряженности в момент действия ионизирующего напряжения. В этом случае заряд, сообщаемый частицам пыли с  $r > 2$  мкм в камере

$$g = 4\pi \epsilon_0 \left( 1 + 2 \frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} \right) \rho^2 \left( \frac{E_r}{4\pi \epsilon_0 + \pi k e n_r t_u m} + \frac{E'_r}{4\pi \epsilon_0 + \pi k e n_r t_n m} \right) \quad (11)$$

где  $t_u$  – длительность импульса ионизирующего напряжения;  $t_n$  – длительность паузы;  $m$  – количество импульсов.

При малой длительности заряд, приобретаемый частицами при  $t = 10(4\epsilon_0 / ken_r)$  практически на порядок ниже заряда, который они приобретают в поле униполярного коронного разряда.

Частицы аэрозоля с  $\rho < 0,1$  мкм, для которых процесс зарядки можно считать чисто диффузионным, за это же время приобретает заряды близкие к предельным. Заряд частиц в этом случае

$$g = \rho \frac{4\pi\epsilon_0 kT}{e} A(n_r, t).$$

При радиусах частиц аэрозоля  $0,1 < \rho < 2$  мкм заряд необходимо определить с учетом обеих процессов зарядки

$$g = 4\pi\epsilon_0 \left( 1 + 2 \frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} \right) \rho^2 \left( \begin{array}{l} E_r \frac{\pi k n_r t_u m}{4\pi\epsilon_0 + \pi k n_r t_u m} + \\ + E_r' \frac{\pi k e n_r t_n m}{4\pi\epsilon_0 + \pi k e n_r t_n m} \end{array} \right) + \rho \frac{4\pi\epsilon_0 RT}{e} A(n_r, t).$$

Отношение заряда, приобретаемого в этом случае, к заряду частиц в униполярном коронном разряде, изменяется от единицы (при  $\rho = 0,1$  мкм) до десятых долей (при  $\rho = 2$  мкм).

Исходя из полученных соотношений, рассмотрим возможность применения данного вида коронного разряда для целей коагуляции мелкодисперсной фазы аэрозоля при применении зарядного устройства с системой коронирующих электродов типа «острие» и заземленного электрода, выполненного в виде расположенной поперек потока запыленного воздуха крупноячеистой сетки (рис. 4).

Следует отметить, что для такой конструкции зарядной камеры строгое математическое описание процесса зарядки частиц аэрозоля импульсным напряжением невозможно. Однако, полученные нами зависимости, описывающие закономерности протекания разряда в системе концентрических цилиндров, позволяют с до-

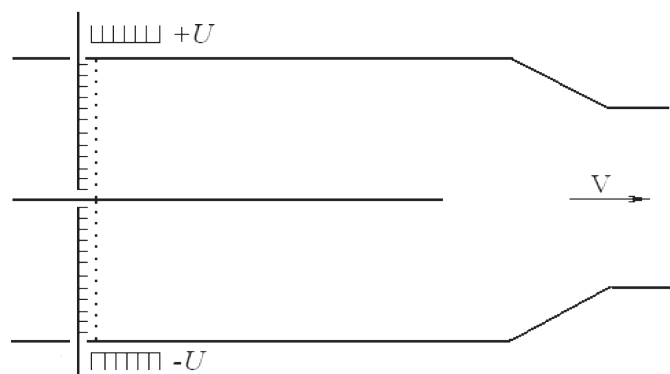


Рис. 4. Зарядное устройство с системой электродов «острие-сетка»

статочной для практических целей точностью оценить величину зарядов частиц аэрозоля.

Особенностью данного зарядного устройства является то, что во время действия импульса высоковольтного напряжения наблюдается интенсивная ионизация среды в межэлектродном пространстве, а в моменты паузы между импульсами напряжения происходит вынос движущейся пылегазовой средой образовавшихся ионов за пределы разрядного промежутка. Зарядка крупнодисперсной фазы аэрозоля при этом практически происходит только в междуэлектродном пространстве в течение времени действия импульсного напряжения. Зарядка мелкодисперсной фазы аэрозоля осуществляется в течении всего времени нахождения частиц, как в межэлектродном пространстве, так и при дальнейшем перемещении пылегазовой среды в трубопроводе, вплоть до перемешивания двух потоков с разноименными ионами.

Длительность импульса напряжения для такого зарядного устройства целесообразно выбрать такой, чтобы, с одной стороны, за время его действия полностью происходило насыщение межэлектродного пространства ионами, а с другой – свести к минимуму стекание ионного тока во время действия импульса на сетку. В таком случае энергия источника высоковольтного напряжения будет в основном расходоваться на насыщение среды ионами и обеспечиваться максимальная энергетическая эффективность процесса зарядки. В первом приближении она может быть рассчитана как

$$t_{\bar{e}} = \frac{a}{kE_{cp}},$$

где  $a$  – расстояние между электродами, м;  $E_{cp}$  – среднее значение напряженности поля в межэлектродном пространстве, В/м.

Выразив напряженность поля через величину напряжения импульса  $U_{\bar{e}}$ , получим

$$t_{\bar{e}} = \frac{a^2}{kU_{\bar{e}}}. \tag{12}$$

При известных расстояниях между электродами и величине напряжения импульса, рассчитанная по приведенному выражению длительность импульса напряжения зависит от подвижности ионов. В зависимости от подвижности, ионы принято делить на легкие, средние и тяжелые. Отрицательно заряженные ионы образуются при присоединении к нейтральной молекуле электрона, причем к электрону примерно через  $10^{-7}$  секунды присоединяется до 3-9 нейтральных молекул, образуя при этом отрицательно заряженный ионный кластер. Положительно заряженные ионы – молекулы, у которых, как правило, не хватает одного электрона.

Такие молекулы примерно через  $10^{-7}$  секунды присоединяет к себе 4-12 нейтральных молекул, образуя положительно заряженный ионный кластер. Ввиду этого подвижность ионов может изменяться в довольно широких пределах и существенно зависит от времени, прошедшего с момента образования иона. Так, авторами работы [7] установлено, что в непосредственной близости около короны подвижность ионов в среднем составляет  $0,5 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ , а по мере удаления от разряда она снижается до  $0,1 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ .

В этом случае при подвижности  $0,5 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$  рассчитанная по выражению (12) длительность импульса напряжения для зарядного устройства с расстоянием между электродами 0,05 м при напряжении импульса равном 25 кВ составит  $2 \cdot 10^{-3} \text{ с}$ .

Из выражения (7), полученного нами для системы электродов «нить-цилиндр», следует, что во время паузы между импульсами высоковольтного напряжения максимальное значение напряженности электрического поля в межэлектродном пространстве, обусловленного наличием объемного заряда ионов (при расстоянии между электродами 0,05 м и напряжении импульса равном 25 кВ), наблюдается у наружного электрода и не превышает  $0,5 \cdot 10^5 \text{ В/м}$ . При подвижности ионов  $0,5 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$  максимально возможная скорость стекания ионов на заземленный электрод для этого случая составляет 2,5 м/с.

Длительность паузы между импульсами напряжения целесообразно выбирать такой, чтобы обеспечить за это время вынос образовавшихся ионов движущимся пылегазовым потоком за пределы разрядного промежутка. При расположении конца острия непосредственно у сетки и толщине сетки  $b$ , длительность паузы в первом приближении может быть определена как

$$t_i = \frac{b}{V_{cp}},$$

где  $V_{cp}$  – скорость движения пылегазовой среды, м/с;

В реальном устройстве параметры импульсного напряжения должны быть уточнены путем поиска максимума потока ионов на контрольный электрод, расположенный в трубопроводе за межэлектродным пространством по ходу движения пылегазовой среды.

Величина зарядов частиц крупнодисперсной фазы аэрозоля может быть рассчитана по выражению (12).

**Выводы**

Предложено устройство для формирования импульса высоковольтного напряжения позво-

ляющее интенсифицировать ионизацию среды в межэлектродном пространстве, и в моменты паузы между импульсами напряжения обеспечить вынос образовавшихся ионов за пределы разрядного промежутка движущейся пылегазовой средой. При этом зарядка крупнодисперсной фазы аэрозоля происходит только в межэлектродном пространстве в течение времени действия импульсного напряжения.

На основании анализа процесса зарядки пыли в поле импульсного униполярного коронного разряда для системы электродов «острие-сетка», получены выражения для определения основных параметров процесса зарядки мелкодисперсной фазы аэрозоля позволяющих обеспечить эффективный режим работы системы.

**Библиографический список**

1. Хмелев В. Н., Шалунов А. В., Шалунова К. В. Разработка и исследование ультразвуковой коагуляционной камеры. – U-Sonic.ru – Лаборатория акустических процессов и аппаратов. (Бийский технологический институт (филиал) ГОУ ВПО АлтГТУ им. И.И. Ползунова) Ползуновский вестник. – 2010. – № 3. – С. 303-309.
2. Белоусов В. В. Теоретические основы процессов газоочистки. Учебник для вузов. – М.: Металлургия, 1988. – 256 с.
3. Мирзабекян Г. З. Зарядка аэрозолей в поле коронного разряда. – В кн.: Сильные электрические поля в технологических процессах. – М.: Энергия, 1969. – С. 20-39.
4. Райзер Ю. П. Физика газового разряда. Учебник для вузов. – М.: Долгопрудный: Интеллект, 2009. – 736 с.
5. Токарев А. В. Коронный разряд и его применение. – Бишкек: КРСУ, 2009. – 138 с.
6. Берлов А.В. Математическое моделирование тепловых режимов составных элементов конструкций под воздействием электромагнитных полей. Труды XV международной конференции «Теплотехника и энергетика в металлургии», НМетАУ, г. Днепропетровск, Украина, 7-9 октября 2008 г. – Днепропетровск: «Новая идеология», 2008. – С. 11-13.
7. Горшков М. М. Об электропроводности горных пород при ударном сжатии / М. М. Горшков, В. Т. Заикин, С. В. Лобачев // Прикладная механика и техническая физика. – 2001. – Т. 42. – № 2. – С. 16-22.

**Поступила 30.10.2014**