

ЭЛЕКТРИЗАЦИЯ ЧАСТИЦ АЭРОЗОЛЯ ПРИ КОРОННОМ РАЗРЯДЕ

*Институт прикладной физики АН РМ,
ул. Академией, 5, г. Кишинев, MD-2028, Республика Молдова*

Известны в основном две, подтверждаемые экспериментально [1], зависимости для предельного заряда частиц при коронном разряде: квадратичная зависимость от радиуса R частицы, – характерная для крупных частиц, – и линейная, – характерная для частиц малых размеров.

Указанные закономерности электризации могут быть описаны соответственно индукционным и энергетическим механизмами. Индукционный механизм реализуется, в частности, при контакте частицы с электродом. Ясно, что заряд, приобретаемый при этом частицей, пропорционален площади поверхности частицы, то есть квадрату ее радиуса.

Аналогична зависимость электризации частиц в резконеоднородном электрическом поле даже в отсутствие контакта частицы с электродом, создающим неоднородное поле. В таких условиях напряженность поля на поверхности частицы различна: на стороне, обращенной к коронирующему (острийковскому) электроду, напряженность существенно выше, чем на противоположной ее стороне; причем, если напряженность превышает пробивную прочность среды, то последняя становится проводящей, что обуславливает утечку индуцированного на этой стороне частицы заряда и она приобретает избыточный заряд (индуцированный противоположной стороной частицы), также пропорциональный площади поверхности частицы, то есть квадрату ее радиуса. Ясно, что такой механизм электризации характерен для крупных частиц, размеры которых сопоставимы с масштабами неоднородности поля.

Коэффициенты пропорциональности при R^2 в формулах индукционной электризации являются функцией различных параметров среды и частицы и у разных авторов они различны [1].

Рассматривается электризация частиц малых размеров, для которых индукционный механизм не характерен, эти зависимости не приводим, а остановимся подробнее на энергетическом механизме электризации.

Исходим из того, что потенциальная энергия W уединенной заряженной частицы радиуса R определяется формулой

$$W = \frac{Q^2}{8\pi\epsilon_0\epsilon R}, \quad (1)$$

где Q – заряд частицы; $\epsilon_0\epsilon$ – диэлектрическая проницаемость среды, в которой частица находится.

Исходя из принципа возрастания энтропии, в частности стремления заряженной частицы к минимуму потенциальной энергии, она подвержена стремлению к увеличению своего радиуса, что равносильно передаче заряда частицам большего радиуса. Таким образом, если первоначально в среде есть заряженные частицы малых размеров (например, ионы) и незаряженные частицы больших размеров, то в результате теплового движения (и/или других причин, например, кулон-дипольного взаимодействия) с течением времени заряды от малых частиц переходят к частицам больших размеров, при этом, как сказано выше, потенциальная энергия системы зарядов приходит к минимуму, что отвечает закону возрастания энтропии.

Запишем выражение, определяющее полную энергию системы, состоящей из одной макрочастицы радиуса R и N ионов радиуса r для какого-то момента, когда m ионов из общего их числа осели на макрочастицу, предполагая достаточно большую удаленность друг от друга (или их малую концентрацию), и пренебрегая энергией их электрического взаимодействия, то есть считая их уединенными:

$$W = (N - m) \frac{q^2}{8\pi\epsilon_0\epsilon r} + \frac{(mq)^2}{8\pi\epsilon_0\epsilon R}, \quad (2)$$

где q – заряд иона.

Потенциальная энергия (2) как функция числа ионов m имеет минимум, определяющий число захваченных макрочастицей ионов. Полагая производную $\frac{dW}{dm} = 0$, получим

$$m_{\max} = \frac{R}{2r} = \frac{R}{d}. \quad (3)$$

Соответственно предельный заряд частицы

$$Q_{\max} = m_{\max} \cdot q = \frac{R}{d} q, \quad (4)$$

где d – эффективный диаметр иона.

Оценим значение d . Для этого исходим из условия пробивной прочности среды, в которой происходит электризация частиц $E_{\text{пр}}$. Заряд такой частицы при эффективном радиусе r равен

$$q = 4\pi r^2 \varepsilon_0 \varepsilon E_{\text{пр}}. \quad (5)$$

Откуда

$$r = \sqrt{\frac{q}{4\pi \varepsilon_0 \varepsilon E_{\text{пр}}}}. \quad (6)$$

При $q = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл; $\varepsilon_0 \varepsilon = 8,85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м; $E_{\text{пр}} = 3 \cdot 10^6$ В/м получаем

$$r = \sqrt{\frac{1,6 \cdot 10^{-19}}{4\pi 8,85 \cdot 10^{-12} 3 \cdot 10^6}} \approx 2 \cdot 10^{-8} \text{ м} \quad (7)$$

и диаметр $d = 2r = 4 \cdot 10^{-8}$ м, который понадобится при оценке Q_{\max} .

Оценим также среднее расстояние между ионами при коронном разряде, исходя из плотности объемного заряда:

$$\rho \cong \frac{\varepsilon_0 \varepsilon E}{l}, \quad (8)$$

где l – характерное расстояние между электродами.

С другой стороны,

$$\rho = n \cdot q, \quad (9)$$

где n – концентрация ионов.

Из (8) и (9) следует

$$n \approx \frac{\varepsilon_0 \varepsilon E}{lq}, \quad (10)$$

и среднее расстояние между ионами

$$\lambda \cong \sqrt[3]{\frac{1}{n}} = \sqrt[3]{\frac{lq}{\varepsilon_0 \varepsilon E}}. \quad (11)$$

При $E = 3 \cdot 10^6$ В/м (пробивная прочность воздуха), $l = 10^{-2}$ м, находим

$$\lambda \cong \sqrt[3]{\frac{10^{-2} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}}{8,85 \cdot 10^{-12} \cdot 3 \cdot 10^6}} \cong 4 \cdot 10^{-6} \text{ м}, \quad (12)$$

что существенно больше эффективных размеров ионов и последние можно считать уединенными, что оправдывает принятую методику расчета. Таким образом, максимальный заряд частицы (практически размером $R \leq 1$ мкм) при коронном разряде в воздухе согласно [4] и с учетом [8] может быть оценен формулой

$$Q_{\max} \cong \frac{R}{4 \cdot 10^{-8}} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \frac{\text{Кл}}{\text{м}} = 4 \cdot 10^{-12} R \frac{\text{Кл}}{\text{м}}, \quad (13)$$

которая обосновывает и конкретизирует известную [2] эмпирическую зависимость.

ЛИТЕРАТУРА

1. Верещагин И.П., Левитов В.И., Мирзабекян Г.З. и др. Основы электрогазодинамики дисперсных систем. М., Энергия 1974.
2. Лифшиц М.Н., Садовский Ф.Т. Электронно-ионная очистка воздуха от пыли в промышленности строительных материалов. Издательство литературы по строительству. М., 1968.

Поступила 11.05.04

Summary

Thermodynamical method of calculation of aerosol particle charging at corona discharge is proposed.

Ж.Н. Ищенко

ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ ДАВЛЕНИЯ В БЛИЖНЕЙ ЗОНЕ ПОДВОДНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ВЗРЫВА ПРОВОДНИКОВ. ЧАСТЬ 2

*Институт импульсных процессов и технологий НАН Украины,
пр. Октябрьский, 43-а, 54018, г. Николаев, Украина*

1. Сравнение давлений при ПЭВП и ПИР

Для сравнения гидродинамических характеристик подводного электрического взрыва проволочек (ПЭВП) и подводного искрового разряда (ПИР) вблизи канала разряда использовалась гидродинамическая модель электровзрыва, приведенная в [1]. Кривая мощности $N(t)$ для ПИР, стабилизированного микропроводником (для исключения стадии формирования канала разряда), рассчитывалась с помощью эмпирических зависимостей для ПИР из [2]. Для ПЭВП использовалась экспериментальная кривая мощности $N(t)$ взрыва медной проволочки диаметром $d_n = 0,3$ мм и длиной $l_n = 100$ мм, близкой к энергетически оптимальной длине $l_{on} = 101,6$ мм (см. рис.2 из [1]). Параметры разрядного контура при следующие: емкость батареи конденсаторов $C = 3$ мкФ, зарядное напряжение $U_0 = 30$ кВ, индуктивность разрядного контура $L = 2,7$ мкГн.

Кривые давления $P(t)$ для ПИР, стабилизированного микропроводником, при длине разрядного промежутка $l_{pn} = 100$ мм и расстояниях от оси канала разряда $r = 10$ и 50 мм, показаны на рис. 1 пунктирной линией и лежат гораздо ниже соответствующих кривых $P(t)$ для ПЭВП. Если для сравнения брать l_{pn} , равным оптимальному для ПИР $l_{on} = 135$ мм или еще большим, как для нестабилизированного микропроводником разряда, то амплитуда волны давления P_m для ПИР получается меньше, а отличие от $P(t)$ для ПЭВП – большим, что находится в соответствии с результатами расчетов, полученными для ПЭВП (см. табл. 1, 2, рис. 2, 3 из [1]), когда при $r < 2,5 l_{pn}$ с увеличением длины проволочки уменьшалось давление P_m .

Для ПЭВП с изменением расстояния r от 10 до 200 мм давление P_m уменьшилось в 10 раз (от $192,4$ до $19,4$ МПа), а время $t = \Theta$, соответствующее уменьшению амплитуды волны давления в $e \cong 2,72$ раза, увеличилось в $4,5$ раза (от $3,9$ до $17,5$ мкс). Для ПИР при $l_{pn} = 100$ мм и $r = 10$ мм время Θ составляло $13,4$ мкс. По результатам расчетов амплитуда P_m для ПЭВП больше, чем для ПИР, при $r = 10; 50; 100; 200$ мм соответственно в $2,3; 1,47; 1,26; 1,15$ раза. Отсюда следует, что вследствие большей диссипации энергии волны давления от ПЭВП, уже на расстоянии $r = 200$ мм ($r/l_n = 2$) амплитуды волн P_m от ПЭВП и стабилизированного микропроводником ПИР практически совпадают.

Длительность фронта волны давления t_ϕ вблизи канала разряда соответствует времени