

УДК 67/68:331.344.2

**ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ЗАРЯДКИ ТЕКСТИЛЬНЫХ ВОЛОКОН
В ПОЛЕ КОРОННОГО РАЗРЯДА**

**THE STUDY OF PROCESSES OF CHARGING OF TEXTILE FIBERS
IN THE FIELD OF CORONA DISCHARGE**

A.S. АБИШОВА
A.S. ABISHOVA

(Алматинский технологический университет, Республика Казахстан)
(Almaty Technological University, Republic of Kazakhstan)
E-mail: nauka@atu.kz

В статье рассмотрены процессы зарядки и разрядки текстильного волокна в поле коронного разряда, способствующие повышению качества очистки воздуха рабочей зоны текстильного производства.

This article describes the processes of charging and discharging textile fibers in the field of corona discharge, quality improvement, clean air of the working area of textile production.

Ключевые слова: коронный разряд, радиус частицы, зарядка частиц, напряженность поля.

Keywords: corona discharge, the radius of the particles, charging particles, field intensity.

Исследования процессов зарядки и разрядки текстильного волокна в поле коронного разряда являются необходимыми в связи с разработкой аппаратов с целью очистки воздуха рабочей зоны текстильных предприятий, что имеет огромное значение, поскольку улучшает условия труда работников, делает их более безопасными и комфортными.

Анализ физической стороны процесса зарядки частиц в поле коронного разряда позволяет нам прийти к некоторым предварительным соображениям, которые в дальнейшем могут существенно облегчить расчеты. С уменьшением радиуса частицы ускоряется спад напряженности кулоновского поля с удалением от частицы. Это положение ведет к тому, что градиент концентрации тем больше, чем меньше радиус частицы, то есть чем крупнее частица, тем меньше градиент и меньше вклад диффузионной составляющей $D \text{grad}n$ в плотность потока ионов. Следует ожидать, что для крупных частиц и сильных полей основное влияние на процесс зарядки оказывает движение ионов под действием электрического поля (ударная зарядка). В противном случае основную роль играет диффузионный процесс (диффузионная зарядка), а влиянием электрического поля можно пренебречь [1].

Установлено, что для частиц размером $d > 4 \dots 8$ мкм применима теория Потенье, по которой зарядка частиц определяется движением ионов под действием электрического поля [2]. Частицы диаметром $d \leq 0,2$ мкм заряжаются главным образом под действием диффузии ионов. Влиянием внешнего электрического поля E в этом случае можно пренебречь, так как кулоновское поле вблизи поверхности частицы намного превышает величину внешнего поля. Для частиц промежуточного размера $d = 0,2 \dots 4$ мкм необходимо одновременно учитывать оба механизма зарядки: под действием внешнего электрического поля и диффузионную [3].

Скорость изменения заряда dq/dt будет равна количеству ионов, попадающих на частицу в единицу времени, умноженному на заряд иона e , то есть

$$dq/dt = e\Phi, \quad (1)$$

где Φ – поток ионов на частицу, или:

$$dq/dt = e \int_S f dS, \quad (2)$$

где f – вектор плотности потока ионов; S – поверхность, окружающая частицу, на которой f имеет отличную от нуля составляющую, направленную к частице. В данный момент времени поток ионов Φ на частицу будет постоянным и поэтому интегрирование можно осуществлять по поверхности частицы.

Для вычисления заряда частицы необходимо знать поток ионов к частице Φ или его плотность f . Поток ионов (и его плотность f) зависит от времени, так как по мере увеличения заряда частицы поток уменьшается из-за роста отталкивающей ионы кулоновской силы со стороны частицы.

Без учета остальных сил (поляризационных, зеркального отображения иона и т.д.) плотность потока ионов на частицу можно определить силами результирующего электрического поля и диффузии:

$$f = nkE - D \text{grad}n, \quad (3)$$

где E – напряженность поля на поверхности S ; D – коэффициент диффузии; n – концентрация ионов в точках, принадлежащих поверхности S ; k – подвижность ионов.

Выражение (3) дает плотность потока, для вычисления которой нужно знать распределение концентрации n по поверхности интегрирования в течение всего времени зарядки. Чтобы составить уравнение для вычисления концентрации n , воспользуемся условием неразрывности плотности тока:

$$\text{div}f = dn/dt, \quad (4)$$

то есть

$$dn/dt = \text{div}f = \text{div}(knE) - \text{div}(D \text{grad}n).$$

Результирующее электрическое поле на поверхности частицы состоит из нормальной слагающей напряженности внешнего поля и кулоновского поля.

Для проводящей частицы ($\varepsilon \rightarrow \infty$), находящейся в воздухе ($\varepsilon_1 = 1$), имеем:

$$E_n = 2|E|\cos\theta, \quad (5)$$

где θ – меридиональный угол сферической системы координат для частицы с радиусом a [4].

Напряженность отталкивающего ионы кулоновского поля на поверхности частицы равна:

$$E_q = -\frac{q}{4\pi\varepsilon_0 a^2}. \quad (6)$$

Как следует из выражения (6), напряженность кулоновского поля частицы спадает у поверхности частицы как $1/r^2$ и уже при $r = 2a$ становится примерно в 10 раз слабее, чем на поверхности. Поэтому $q_{\text{grad}} n$ можно считать отличным от нуля лишь на расстоянии $2a$ от поверхности частицы. Тогда непосредственно у поверхности частицы можно считать $n=0$, то есть спад концентрации n в пределах этих расстояний можно считать линейным. При расстояниях $r \geq 3a$ следует брать $n = n_0 = \text{const}$.

С учетом вышеизложенного уравнение зарядки для проводящих сфер будет иметь вид:

$$dq/dt = e \int_S f dS = en_0 k \int_S \left[3E \cos\theta - \frac{q}{4\pi\varepsilon_0 a^2} \right] dS. \quad (7)$$

Интегрирование следует производить по той части поверхности частицы, на которой проекция результирующей напряженности поля на внутреннюю нормаль к поверхности частицы положительна, то есть подынтегральная функция в последнем равенстве больше нуля:

$$\left[3E \cos\theta - \frac{q}{4\pi\varepsilon_0 a^2} \right] \geq 0. \quad (8)$$

Напряженность притягивающего поля максимальна в той точке поверхности частицы, где направление внешнего поля вертикально к этой поверхности, и минимальна, где оно направлено касательно к

поверхности частицы. Естественно предполагать, что зарядка частицы закончится в тот момент, когда напряженность отталкивающего кулоновского поля станет равной максимальной напряженности притягивающего поля:

$$3E = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0 a^2},$$

то есть заряд частицы в этот момент времени является максимально возможным (предельный заряд) и равен:

$$q_m = 12\pi\varepsilon_0 a^2 E. \quad (9)$$

Для определения изменения заряда во времени необходимо решить (7) с учетом (8). Условие (8) позволяет определить область интегрирования через угол θ :

$$1 \geq \cos\theta \geq \frac{q(t)}{12\pi\varepsilon_0 a^2 E} = \frac{q(t)}{q_m}. \quad (10)$$

Интеграл выражения (7) легко берется в сферических координатах, где $dS = a^2 \sin\theta \cdot d\theta d\varphi$, тогда получим:

$$\frac{dq}{dt} = \frac{enk\pi}{4\pi\varepsilon_0 q_m} [q(t) - q_m]^2. \quad (11)$$

$$q(t) = 12\pi\varepsilon_0 E a^2 \frac{\pi enkt}{4\pi\varepsilon_0 + \pi enkt}. \quad (12)$$

Это выражение определяет кинетику зарядки сферической проводящей частицы в поле коронного разряда. Впервые в таком виде было получено М. Потенье и носит его имя.

Таким образом, расчеты, выполненные в соответствии с выражением (8), дают полное представление о скорости зарядки частиц в поле коронного разряда. Если для концентрации ионов принять типичное для полей коронного разряда со средней напряженностью, порядка 3 кВ/см значение $n_0 = 10^8$ ион/см³, то для частиц размером порядка 1 мкм за время t , равное $10^{-3}, 10^{-2}$ и 10^{-1} с, получаем заряд частицы, равный со-

ответственно 8, 45 и 90% своего предельного значения.

ВЫВОДЫ

Исследована физическая сторона процесса зарядки частиц в поле коронного разряда для разработки аппаратов с целью очистки воздуха рабочей зоны текстильных предприятий. На основе этого получено уравнение зарядки сферической проводящей частицы, которое дает полное представление о скорости зарядки частиц в поле коронного разряда.

ЛИТЕРАТУРА

1. Рубашов И.Б., Бортников Ю.С. Электрогазодинамика. – М., 1971. С.139...153.
2. Ниппель М.Г. О зарядке и разрядке аэрозольных частиц в сильных электрических полях // Учен. Зап. Тартуского гос. ун-та. – 1984. С.25...30.
3. Верещагин И.П., Макальский Л.М., Мирзабекян Г.З. Электрические процессы при получении

заряженного аэрозоля // Тр. Московск. энерг. ин-та. – 1981. Вып.510. С.104...112.

4. Абишова А.С. Исследование процессов распространения токсичных компонентов пыли и разработка метода озонной очистки воздуха: Дис.... канд. техн. наук. – Алматы, 2009.

REFERENCES

1. Rubashov I.B., Bortnikov Ju.S. Jelektrogazodinamika. – M., 1971. S.139...153.
2. Nippel' M.G. O zarjadke i razrjadke ajerozol'nyh chastic v sil'nyh jelektricheskijh poljah // Uchen. Zap. Tartuskogo gos. un-ta. – 1984. S.25...30.
3. Vereshhagin I.P., Makal'skij L.M., Mirzabekjan G.Z. Jelektricheskie processy pri poluchenii zarjazhenogo ajerozol'ja // Tr. Moskovsk. jenerg. in-ta. – 1981. Vyp.510. S.104...112.
4. Abishova A.S. Issledovanie processov rasprostraneniya toksichnyh komponentov pyli i razrabotka metoda ozonnoj ochistki vozduha: Dis.... kand. tehn. nauk. – Almaty, 2009.

Рекомендована кафедрой технологии текстильного производства. Поступила 21.09.17.