

ЭЛЕКТРОФИЗИКА

УДК: 621.791; 533.9

Вишняков В. И., Киро С. А., Опря М.В., Эннан А. А.

*Физико-химический институт защиты окружающей среды и человека, г. Одесса
E-mail: eksvar@ukr.net*

Теория униполярной зарядки частиц в ионно-пылевой плазме

Предложена теоретическая модель, описывающая процесс униполярной зарядки аэрозольных частиц в ионно-пылевой плазме. Проанализированы зависимости заряда частиц от времени пребывания в ионизаторе, концентрации ионов, концентрации и размеров частиц.

Среди различных методов, разработанных для определения дисперсного состава аэрозольных частиц в диапазоне размеров 1÷1000 нм, метод анализа электрической подвижности, является наиболее распространенным [1-3]. Для определения размера частиц по их электрической подвижности необходимо знать распределения заряда на частицах в зависимости от их размера. Прогнозирование заряда для конкретного зарядного устройства производится на основании теории диффузионной зарядки частиц [4]. Наиболее часто используется модель приведенной сферы Фукса [5] и различные вариации этой модели [6-8]. Теория Фукса хорошо себя зарекомендовала при описании зарядки сферических частиц до единиц элементарных зарядов, что происходит в среде с низкой концентрацией ионов. В тоже время она не применима для описания зарядки частиц в среде с концентрацией ионов, превышающей 10^7 см^{-3} [7].

Другим важным практическим применением теории униполярной зарядки является очистка пылегазовых выбросов от аеродисперсных частиц с помощью электрофильтров [9-11]. Эффективность электростатического осаждения имеет минимум для частиц в диапазоне размеров 0,1÷0,5 мкм, где она, как правило, ниже, чем 80÷90 %, и в процессе эксплуатации электрофильтра постоянно снижается [12]. Эффективность улавливания частиц электрофильтром повышается с увеличением их заряда. Большие заряды частицы аэрозоля могут приобретать только в униполярной среде с высокой концентрацией ионов $n_i \sim 10^9 - 10^{10} \text{ см}^{-3}$. Теория Фукса не описывает зарядку частиц в такой среде. Более того, такая среда, содержащая частицы с концентрацией $n_p \sim 10^4 - 10^5 \text{ см}^{-3}$, должна рассматриваться как двухкомпонентная ионно-пылевая плазма [13]. Таким образом, дальнейший прогресс в области разработки электрофильтров для улавливания субмикронных аэрозольных частиц требует дополнительного изучения физических процессов, составляющих основу электро-газоочистки. Предметом

этих исследований, в первую очередь, должны стать процессы униполярной зарядки аэрозольных частиц в электрическом поле коронного разряда.

В настоящей работе предлагается теоретическая модель униполярной зарядки частиц в среде с концентрацией ионов, превышающей 10^9 см^{-3} , т.е. в ионно-пылевой плазме.

Режим зарядки аэрозольных частиц обычно определяется числом Кнудсена ($\text{Kn} = \lambda_i / r_p$, где λ_i – длина свободного пробега ионов, r_p – радиус частицы): свободномолекулярный режим при $\text{Kn} > 1$ и диффузионный режим при $\text{Kn} < 0,1$. В плазме режим зарядки определяется соотношением между длиной свободного пробега и длиной экранирования $\lambda_D = \sqrt{\varepsilon_0 kT / e^2 n_i}$, где ε_0 – диэлектрическая проницаемость, k – постоянная Больцмана, e – заряд электрона, $T = 300 \text{ К}$ – температура. При указанных значениях концентраций ионов длина экранирования составляет $\lambda_D \sim 10 - 30 \text{ мкм}$, при этом длина свободного пробега ионов в воздухе при атмосферном давлении $\lambda_i \sim 60 \text{ нм}$, т.е. выполняется соотношение $\lambda_i \ll \lambda_D$, что соответствует диффузионному режиму зарядки частиц. Кроме того, возмущение, вносимое в плазму частицей, также определяется длиной экранирования, поэтому морфология субмикронных частиц [8] не оказывает влияния на процесс их зарядки.

Двухкомпонентная плазма описывается уравнением Пуассона в виде [14]:

$$\nabla^2 \varphi = \frac{en_{i0}}{\varepsilon_0} \left(\exp \frac{e\varphi}{kT} - 1 \right), \text{ для отрицательных ионов} \quad (1a)$$

$$\nabla^2 \varphi = \frac{en_{i0}}{\varepsilon_0} \left(1 - \exp \frac{-e\varphi}{kT} \right), \text{ для положительных ионов} \quad (1b)$$

где φ – электрический потенциал, n_{i0} – невозмущенная концентрация ионов, т.е. концентрация ионов вне области пространственного заряда. В дальнейшем, для простоты, рассмотрение будет ограничено однозарядными положительными ионами, т.е. будет использовано уравнение (1b).

При зарядке частиц происходит адсорбция ионов частицами, что вызывает изменение их средней концентрации. Средняя концентрация ионов равна произведению концентрации частиц n_p на количество ионов в ячейке Вигнера-Зейтца, которая представляет собой сферу радиусом $R_W = (3 / 4\pi n_p)^{1/3}$:

$$\bar{n}_i = n_p \int_{r_p}^{R_W} n_i(r) 4\pi r^2 dr = 4\pi n_p n_{i0} \int_{r_p}^{R_W} \exp \frac{-e\varphi(r)}{kT} r^2 dr, \quad (2)$$

При условии $R_W \gg r_p$, из (1b) следует:

$$\int_{r_p}^{R_W} \exp \frac{-e\varphi(r)}{kT} r^2 dr = \frac{R_W^3}{3} - \frac{\varepsilon_0}{en_{i0}} \left(r^2 \frac{d\varphi}{dr} \right)_{r_p}^{R_W} = \frac{1}{4\pi n_p} - \frac{r_p^2 \varepsilon_0 E_p}{en_{i0}}, \quad (3)$$

где учтено, что поле на границе ячейки Вигнера-Зейтца $E(R_W) = 0$. Поле у поверхности частицы определяется ее зарядом z (в элементарных зарядах),

$$E_p = \frac{ez}{4\pi\epsilon_0 r_p^2}. \quad (4)$$

Тогда, из уравнений (2) - (4) следует, что

$$\bar{n}_i = n_{i0} - zn_p. \quad (5)$$

Зарядка частиц происходит в ионизаторе [15], где за счет коронного разряда формируется насыщенная ионами среда. Поток аэрозоля проходит через ионизатор, и частицы заряжаются путем адсорбции ионов. Средняя концентрация ионов остается постоянной, если скорость генерации ионов выше скорости их адсорбции, что может иметь место при низкой концентрации частиц. Но при высокой концентрации частиц скорость адсорбции ионов частицами гораздо больше, чем скорость их генерации. В этом случае можно рассмотреть изменение средней концентрации ионов в результате адсорбции как $\bar{n}_i(t) = n_{ib} - z(t)n_p$, где n_{ib} – начальная концентрация ионов в системе при отсутствии частиц. Из сравнения этого выражения с (5) следует, что невозмущенная концентрация ионов $n_{i0} = n_{ib}$, и не изменяется в процессе зарядки частиц. Это означает, что начальная концентрация ионов в системе без частиц, которая может быть определена путем измерения тока, протекающего через ионизатор, определяет значение невозмущенной концентрации в системе с частицами и может быть использована в дальнейших расчетах.

Наличие в ионизаторе электрического поля обуславливает упорядоченное движение ионов с дрейфовой скоростью $v_{Ei} = b_i E$, где b_i – подвижность ионов, E – напряженность поля. Учитывая разницу в массе между частицами и ионами, можно использовать для частиц адиабатическое приближение.

Поверхность проводящей частицы является эквипотенциальной, поэтому поле, генерируемое самой частицей, имеет сферическую симметрию. Тогда на ион, находящийся вблизи частицы, действуют силы со стороны внешнего однородного поля и со стороны сферически симметричного поля частицы (4). Плотность потока дрейфующих ионов на частицу определяется суперпозицией указанных полей [16]:

$$j_E = b_i n_{i0} (E \cos \theta - E_p),$$

где θ – меридиональный угол сферической системы координат.

Полный поток дрейфующих ионов на поверхность частицы

$$I_E = b_i n_{i0} \int_S (E \cos \theta - E_p) dS, \quad (6)$$

где S – площадь частицы, а интегрирование определяется пределами изменения меридионального угла.

Существует максимальное значение заряда частицы z_{mE} , при котором радиальное поле частицы E_p полностью препятствует дрейфу ионов на частицу. В этом случае

$$\cos \theta = 1, \quad E_m = \frac{ez_{mE}}{4\pi\epsilon_0 r_p^2},$$

Второй предел интегрирования определяется условием положительности проекции результирующей напряженности поля на внутреннюю нормаль к поверхности частицы: $E \cos \theta - E_p \geq 0$, т.е.

$$1 \geq \cos \theta \geq \frac{E_p}{E_m} = \frac{z}{z_{mE}},$$

и, учитывая, что в сферических координатах $dS = r_p^2 \sin \theta d\theta d\varphi$, получим

$$\int_S (E \cos \theta - E_p) dS = \frac{e}{4\epsilon_0} \frac{(z - z_{mE})^2}{z_{mE}}.$$

В результате, поток дрейфующих в поле ионов на поверхность частицы определяется следующим выражением:

$$I_E = \frac{ez_{mE}b_i n_{i0}}{4\epsilon_0} \left(\frac{z}{z_{mE}} - 1 \right)^2, \quad z < z_{mE}. \quad (7)$$

Кроме потока (7) существует диффузионный поток ионов на частицу, обусловленный их адсорбцией на поверхности, т.е. исчезновением из газовой фазы. Ввиду того, что в системе ионов размер области их неоднородной концентрации задается длиной экранирования λ_D , градиент концентрации ионов можно определить как отношение разности невозмущенной концентрации и концентрации адсорбированных ионов zn_p к длине экранирования:

$$\nabla n_i = \frac{n_{i0} - zn_p}{\lambda_D}.$$

Когда частица заряжена, этому потоку также противодействует кулоновская сила, которая определяется радиальным полем частицы (4). В результате, плотность диффузионного потока определяется уравнением

$$j_D = D_i \frac{n_{i0} - zn_p}{\lambda_D} - b_i zn_p E_p, \quad (8)$$

где $D_i = b_i kT / e$ - коэффициент диффузии ионов.

Тогда полный диффузионный поток ионов на поверхность частицы,

$$I_D = 4\pi r_p^2 b_i \frac{kT}{e} \frac{n_{i0} - zn_p}{\lambda_D} - \frac{eb_i n_p z^2}{\epsilon_0}. \quad (9)$$

Поток (9) принимает максимальное значение в начальный момент времени, когда $z = 0$, и прекращается при заряде частицы

$$z_{mD} = z_0 \left(\sqrt{1 + \frac{2n_{i0}}{z_0 n_p}} - 1 \right). \quad (10)$$

где $z_0 = 2\pi\epsilon_0 r_p^2 kT / e^2 \lambda_D$.

Для условий: $n_{i0} = 10^{10} \text{ см}^{-3}$ и $T = 300\text{К}$ длина экранирования $\lambda_D \sim 10 \text{ мкм}$. Тогда, $z_0 \sim r_p^2 \cdot 0,8 \text{ мкм}^{-2}$. При концентрации частиц $n_p \ll n_{i0}$ уравнение (10) можно упростить,

$$z_{mD} \cong \sqrt{2z_0 \frac{n_{i0}}{n_p}}. \quad (11)$$

Отсюда следует значение поля для концентрации $n_p = 10^4 \text{ см}^{-3}$, при котором максимальные заряды равны $z_{mE} = z_{mD}$,

$$E = \frac{e}{\pi \varepsilon_0 r_p^2} \sqrt{z_0 \frac{n_{i0}}{n_p}} \cong \frac{2V}{r_p} = 20 \frac{\text{кВ}}{\text{см}} \text{ для } r_p = 1 \text{ мкм}.$$

Такие поля недостижимы в среде, насыщенной свободными ионами. Обычно напряженность поля в области, где происходит зарядка частиц, не превышает 1кВ/см. Поэтому выполняется условие $z_{mE} \ll z_{mD}$. В частности, для поля $E = 1 \text{ кВ/см}$, $z_{mE} = 4 \times 10^{-5} z_{mD}$.

Интенсивность изменения заряда частицы определяется суммой потоков (7) и (9), но поток (7) существует только на начальном этапе зарядки частицы. Основная зарядка происходит за счет потока (9):

$$\frac{dz}{dt} = \frac{-1}{\tau} \left(z^2 + 2z_0 z - 2z_0 \frac{n_{i0}}{n_p} \right), \quad (12)$$

где $\tau = \varepsilon_0 / eb_i n_p$ – постоянная времени, которая для концентрации частиц $n_p = 10^4 \text{ см}^{-3}$ равна $\tau \sim 35 \text{ с}$. Следует отметить, что в уравнении (7) аналогичная постоянная времени содержит концентрацию ионов вместо концентрации частиц, и составляет $\tau_E \sim 40 \text{ мкс}$, что гораздо меньше обычного времени пребывания частиц аэрозоля в ионизаторе.

Решением (12) является функция

$$z = -z_0 + (z_{mD} + z_0) \cdot \tanh \left[(z_{mD} + z_0) \frac{t_I}{\tau} + \text{atanh} \left(\frac{z_0}{z_{mD} + z_0} \right) \right], \quad (13)$$

где t_I – время зарядки частиц аэрозоля, т.е. время их пребывания в ионизаторе. Это уравнение может применяться для расчета электрофильтров.

В случае выполнения условия $z_{mD} \gg z_0$, уравнение (13) можно упростить:

$$z \cong z_{mD} \cdot \tanh \left(z_{mD} \frac{t_I}{\tau} \right), \quad (14)$$

и для $z_{mD} \ll \tau / t_I$ заряд

$$z \sim z_{mD}^2 \frac{t_I}{\tau} = \frac{4\pi r_p^2 D_i n_{i0}}{\lambda_D} t_I,$$

т.е. в линейном приближении заряд частицы зависит только от ее размера и невозмущенной концентрации ионов.

При выполнении обратного соотношения $z_{mD} \gg \tau / t_I$, гиперболический тангенс в (14) стремится к единице и, соответственно,

$$z \sim z_{mD} = r_p \sqrt{\frac{4\pi \varepsilon_0 k T n_{i0}}{e^2 \lambda_D n_p}}. \quad (15)$$

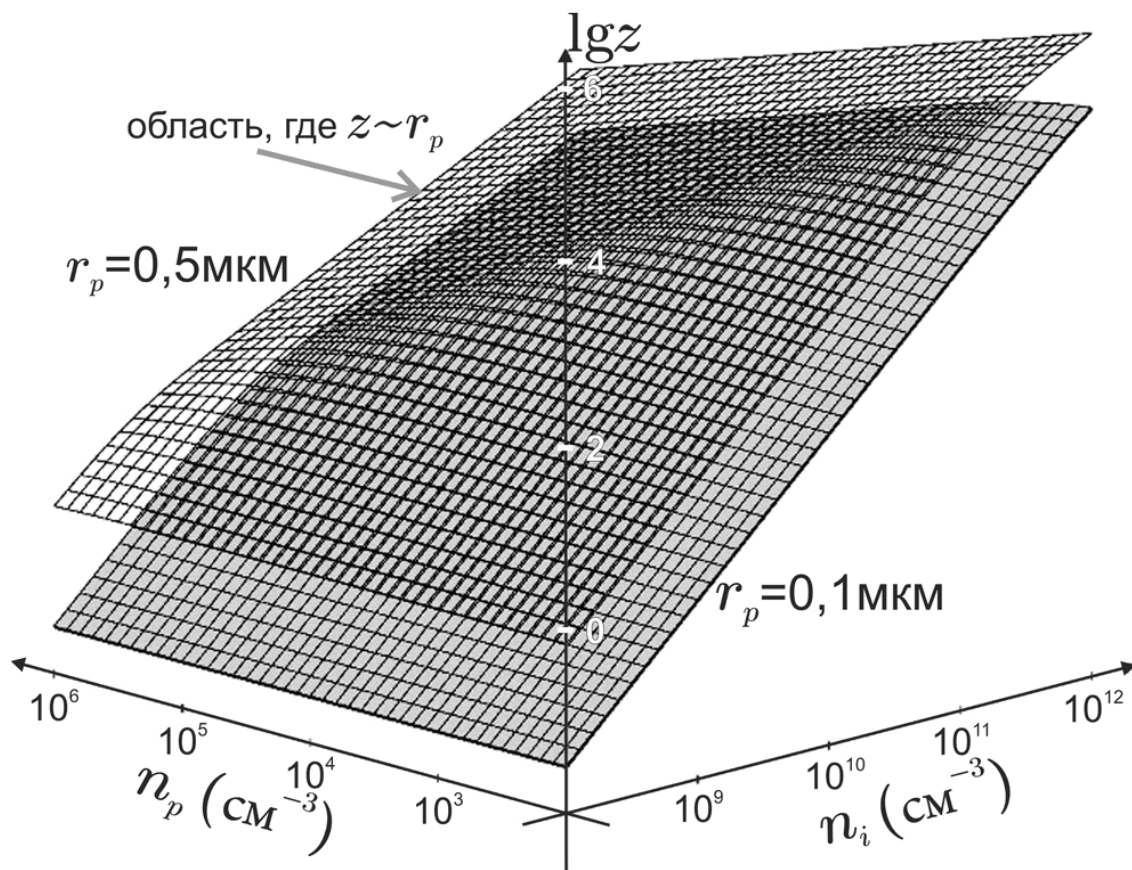


Рис.1. Зависимости заряда частиц от их концентрации и концентрации ионов для двух значений радиуса.

В этом случае нет зависимости заряда частиц от времени их зарядки, т.к. заряд насыщен, но появляется зависимость от концентрации частиц.

Зависимости заряда частиц от их концентрации и от концентрации ионов для времени зарядки $t_l = 0.1$ с и двух разных радиусов частиц представлены на рис.1.

Следует отметить, что режим работы ионизатора электрофильтра в области линейной зависимости заряда от размера частицы наиболее эффективен для улавливания частиц в субмикронном диапазоне размеров. Это связано с тем, что эффективность осаждения частиц в электрофильтре определяется их электрической подвижностью [15]:

$$B = \frac{ezS_c}{6\pi\mu r_p} \quad (16)$$

где μ – динамическая вязкость воздуха; e – элементарный заряд; S_c – поправка скольжения [17]:

$$S_c = 1 + \frac{\lambda}{r_p} \left(1.142 + 0.558 \exp \frac{-0.999 r_p}{\lambda} \right) \quad (17)$$

где длина свободного пробега $\lambda = 67,3$ нм.

В случае линейной зависимости (15) подвижность определяется только поправкой скольжения (17), т.е. $B \sim 1/r_p$. Следовательно, в первую очередь в электрофилт্রে будут улавливаться более мелкие частицы. Отметим, еще одно преимущество – сепарацию аэрозольных частиц по размерам в процессе их осаждения на осадительные электроды электрофилтра, т.е. одновременно с очисткой пылегазовых выбросов от аеродисперсных частиц решается задача фракционирования уловленной пыли для применения полученного вторичного сырья в производстве.

Литература:

1. *Knutson E.O., Whitby K.T.* Aerosol classification by electric mobility: apparatus, theory, and applications // *Journal of Aerosol Science*. – 1975. – V. 6. – P.443-451.
2. *Intra P., Tippayawong N.* An overview of differential mobility analyzers for size classification of nanometer-sized aerosol particles // *Songklanakarin Journal of Science and Technology*. – 2008. – V. 30. – P.243-256.
3. *Alonso M., Santos J.P., Hontañón E., Ramiro E.* First differential mobility analysis (DMA) measurements of air ions produced by radioactive source and corona. // *Aerosol and Air Quality Research*. – 2009. – V. 9. – P.453-457.
4. *Kulkarni P., Baron P.A., Willeke K., Eds.* Aerosol measurement: principles, techniques, and applications (3rd ed). – NY: Wiley-Interscience, 2011. – 904p.
5. *Fuchs N.A.* On the stationary charge distribution on aerosol particles in a bipolar ionic atmosphere // *Pure and Applied Geophysics*. – 1963. – V. 56. – P.185-193.
6. *Щекатоліна С.А., Григоренко С.В.* Диффузионная зарядка ультрамелких частиц атмосферного аэрозоля // *Фізика аеродисперсних систем*. – 2000. – Вып. 37. – С.56-62.
7. *Biskos G., Reavell K., Collings N.* Unipolar diffusion charging of aerosol particles in the transition regime // *Journal of Aerosol Science*. – 2005. – V. 36. – P.247-265.
8. *Shin W.G., Wang J., Mertler M., Sachweh B., Fissan H., Pui D.Y.H.* The effect of particle morphology on unipolar diffusion charging of nanoparticle agglomerates in the transition regime. // *Journal of Aerosol Science*. – 2010. – V. 41. – P.975-986.
9. *Cheng Y.S., Yeh H.C., Kanapilly G.M.* (1981). Collection efficiencies of a point-to-plane electrostatic precipitator. // *American Industrial Hygiene Association Journal*. – 1981. – V. 42. – P.605-610.
10. *Lawless P.A., Sparks L.E.* Modeling particulate charging in ESPs. // *IEEE Transactions on Industry Applications*. – 1988. – V. 24. – P.922-925.
11. *Kruis F.E., Fissan H.* (2001). Nanoparticle charging in a twin Hewitt charger. // *Journal of Nanoparticle Research*. – 2001. – V. 3. – P.39-50.
12. *Hinds W.C.* Aerosol Technology: Properties, Behavior, and Measurement of Airborne Particles. – NY: John Wiley & Sons. 1999. – 504p.

13. *Vishnyakov V.I., Kiro S.A., Oprya M.V., Ennan A.A.* Charge distribution of welding fume particles after charging by the corona ionizer. // *Journal of Aerosol Science.* – в печати.
14. *Vishnyakov V.I., Dragan. G.S.* (2006). Thermoemission (dust-electron) plasmas: Theory of neutralizing charges. // *Physical Review E.* – 2006. – V. 74. – P.036404(1-4).
15. *Вишняков В.И., Кіро С.А., Опря М.В., Эннан А.А.* Униполярная зарядка частиц сварочного аэрозоля и их распределение по зарядам. // *Фізика аеродисперсних систем.* – 2014. – Вып. 51. – С.99-108.
16. *Райст П.* Аэрозоли. Введение в теорию. – М.: Мир, 1987. – 280с.
17. *Allen M.D., Raabe O.G.* Slip correction measurements of spherical solid aerosol particles in an improved Millikan apparatus // *Aerosol Science and Technology.* – 1985. – V. 4. – P.269-286.

Vishnyakov V.I., Kiro S.A., Oprya M.V., Ennan A.A.

Theory of unipolar charging of particles in dust-ion plasmas.

SUMMARY

The theoretical model for description of the unipolar charging of aerosol particles in the dust-ion plasma is proposed. The dependencies of particle charging on the charging time, ion number density, particle sizes and number density are analyzed.

Вишняков В. И., Кіро С. А., Опря М. В., Эннан А. А.

Теорія уніполярної зарядки частинок в іонно-пилівій плазмі

АНОТАЦІЯ

Запропоновано теоретичну модель, що описує процес уніполярної зарядки аерозольних частинок в іонно-пилівій плазмі. Проаналізовані залежності заряду частинок від часу перебування в іонізаторі, концентрації іонів, концентрації і розмірів частинок.