А.А. Подольский, В.В. Фадеев

К ИССЛЕДОВАНИЮ КИНЕТИКИ ЗАРЯДКИ АЭРОЗОЛЬНЫХ ЧАСТИЦ ИНДУКЦИОННЫМ СПОСОБОМ

В ряде технологических процессов, связанных с использованием аэрозолей и с измерением их параметров, применяется зарядка аэрозольных частиц путем пропускания их через область униполярного коронного разряда. При выборе оптимальных размеров и геометрии зарядного устройства (ЗУ) необходимо знать кинетику зарядки частиц. Известные экспериментальные способы определения зарядов частиц - измерение зарядов частиц на выходе ЗУ с помощью цилиндра Фарадея, различные модификации метода отклоняющего поля, фотографические исследования траекторий заряженных частиц в электрическом поле и др. - весьма сложны для измерения частиц микронного и субмикронного размера [I,2,3,4] .

В настоящей работе описан сравнительно простой способ определения средних зарядов монодисперсных аэрозольных частиц, основанный на индукционном измерении среднего и среднеквадратичного зарядов совокупности частиц. Последовательно применяя изложенный способ к измерению заряда частиц при изменении параметров короны или длительности пребывания частиц в короне, можно исследовать кинетику зарядки.

Пусть непрерывный поток заряженных аэрозольных частиц с постоянной средней счетной концентрацией проходит через экранированное кольцо, соединенное со входом электрометрического усилителя ЭМУ (рис.Iа). Возникающее на входе усилителя напряжение можно записать в виде

$$U(t)=\sum_{\nu}\frac{q_\nu}{c}F(t-t_\nu), \qquad (I)$$

где q_ν - заряд частицы, поступающей в датчик в момент t_ν ; c - суммарная входная емкость ЭМУ; $F(t)$ - детерминированная функция, описывающая импульс напряжения от отдельной частицы.

Очевидно, что $U(t)$ представляет собой случайный процесс, относительно параметров которого (q_ν и t_ν) можно сделать следующие предположения:

все q_ν и t_ν статически независимы и их распределения не зависят от номера импульса ν ;

вероятность появления импульса в промежутке времени от t до

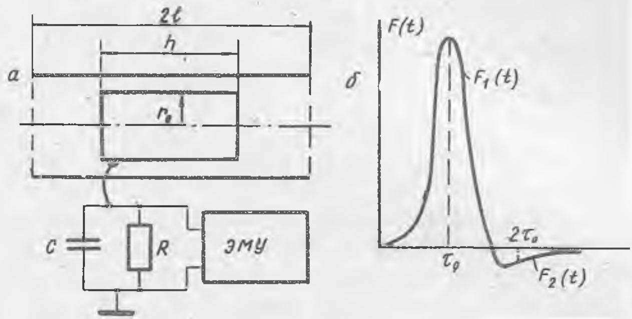


Рис.I. Индукционный способ измерения движущихся заряженных частиц : а - датчик заряженных частиц; б - форма сигнала на входе усилителя

$t+dt$ не зависит от t и пропорциональна dt .

Первое предположение не требует пояснений, второе основано на том, что вероятность поступления в датчик двух, трех и более частиц за достаточно малый промежуток времени dt есть величина второго, третьего и т.д. порядка малости относительно вероятности поступления в датчик одной частицы за тот же промежуток времени. Отсюда следует, что вероятность поступления частиц в датчик за конечный интервал времени T подчиняется распределению Пуассона.

Среднее значение $\bar{U}$ и дисперсия процесса D , обладающего указанными свойствами, рассчитываются по формулам [5] :

$$\bar{U} = n_1 \frac{\bar{q}}{C} \int_{-\infty}^{\infty} F(t)\,dt; \tag{2}$$

$$D = n_1 \frac{\bar{q}^2}{C^2} \int_{-\infty}^{\infty} F^2(t)\,dt, \tag{3}$$

где n_1 - средняя частота поступления частиц в датчик.

Если $F(t)$ - известная функция времени и заряды частиц равны, то, определяя экспериментально $\bar{U}$ и D , можно рассчитать заряд отдельной частицы по формуле

$$q = \frac{DC}{\bar{U}} \frac{\int_{-\infty}^{\infty} F(t)\,dt}{\int_{-\infty}^{\infty} F^2(t)\,dt}. \tag{4}$$

Функцию $F(t)$ при известной конфигурации измерительного датчика можно определить экспериментально (методом падающего шарика) или расчетным методом. Для цилиндрического датчика с экранированными торцами (см. рис.Iа) при допущении, что диаметры кольца и измерительного экрана равны, используя теорему Шокли, получим

$$F(t)=\begin{cases} F_1(t) & \text{при } 0\leqslant t\leqslant 2\tau_0 , \\ F_2(t) & \text{при } t\geqslant 2\tau_0 , \end{cases} \tag{5}$$

где

$$F_1(t)=2\alpha\sum_{n=0}^{\infty}(-1)^n\frac{I_0\left(\frac{2n+1}{2}\pi\xi\right)\sin\left(\frac{2n+1}{4}\pi p\right)}{I_0\left(\frac{2n+1}{2}\pi\xi_0\right)\left[1+\left(\frac{2n+1}{2}\pi\alpha\right)^2\right]}\times$$

$$\times\left\{\cos\left(\frac{2n+1}{2}\pi\frac{t}{\tau_0}\right)+\frac{2n+1}{2}\pi\alpha\sin\left(\frac{2n+1}{2}\pi\frac{t}{t_0}\right)-e^{-\frac{t}{\tau}}\right\};$$

$$F_2(t)=F_1(2\tau_0)e^{-\frac{t-2\tau_0}{\tau}}.$$

Здесь $\alpha=\frac{\tau}{\tau_0}$;

$\tau=CR$ – постоянная времени входной цепи усилителя;

$2\tau_0=\frac{2\ell}{v}$ – время пролета частицы через измерительную камеру;

v – скорость частицы;

$\xi=\frac{r}{\ell}$ – относительная радиальная координата пролета частицы;

$\xi_0=\frac{r_0}{\ell}$; $p=\frac{h}{\ell}$;

I_0 – модифицированная функция Бесселя нулевого порядка.

Форма импульса, описываемого выражением (5), при $\alpha\gg1$ изображена на рис.Iб.

Нетрудно показать, что при конечном значении α выполняется следующее равенство:

$$\int_{-\infty}^{\infty}F(t)dt=\int_{0}^{2\tau_0}F_1(t)dt+\int_{2\tau_0}^{\infty}F_2(t)dt=0. \tag{6}$$

Отсюда следует, что независимо от значения $\bar{q}$ средняя величина напряжения на входе усилителя спустя интервал времени $t\gg\tau$ после начала измерения оказывается равной нулю. Иными словами, не представляется возможным измерить средний заряд аэрозольного облака при непрерывном прохождении его через датчик. Это измерение становится возможно, если перейти от непрерывного потока заряженных частиц к импульсному, т.е. к последовательности пачек заряженных и незаряженных частиц, и ограничить время прохождения пачки через индукционный датчик двойным неравенством

$$2\tau_0 \ll t^* \ll \tau . \qquad (7)$$

Выполнение условия $t^* \gg 2\tau_0$ необходимо для установления среднего стационарного заряда; второе же условие $(t^* \ll \tau)$ ограничивает интервал измерения временем, в течение которого происходит незначительное стекание заряда с входной емкости усилителя, т.е.

$$\int_{-\infty}^{t^*} F(t)\,dt = \int_0^{t^*} F(t)\,dt = \int_0^{2\tau_0} F_1(t)\,dt .$$

Имея в виду в дальнейшем выполнение условия (7) и полагая в связи с этим $F_2(t) = 0$, получим выражение для среднего значения и дисперсии процесса $U(t)$:

$$\bar{U} = n_0 \frac{q}{C} \varphi_1 = n_0 \frac{q}{C} \frac{8}{\pi^2} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n}{(2n+1)^2} \frac{I_0\left(\frac{2n+1}{2}\pi\xi\right)}{I_0\left(\frac{2n+1}{2}\pi\xi_0\right)} \sin\left(\frac{2n+1}{4}\pi p\right); \qquad (8)$$

$$D = n_0 \frac{q^2}{C^2} \varphi_2 = n_0 \frac{q^2}{C^2} \frac{8}{\pi^2} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{(2n+1)^2} \left\{ \frac{I_0\left(\frac{2n+1}{2}\pi\xi\right)}{I_0\left(\frac{2n+1}{2}\pi\xi_0\right)} \sin\left(\frac{2n+1}{4}\pi p\right) \right\}^2 , \qquad (9)$$

где $n_0 = 2\tau_0 n_1$ - среднее количество частиц в измерительной камере.

Выражения (8) и (9) получены при допущении, что впуск частиц в датчик происходит при постоянном значении ξ. На рис. 2 и 3 изображены графики зависимости φ_1 и φ_2 от радиальной координаты пролета, рассчитанные на ЭВМ " Урал-2". Из графиков следует - если выбрать размеры датчика из условий $p = 1 - 1,5$; $\xi_0 = 0,125$, то зависимостью среднего и дисперсии от вариации радиальной координаты пролета частицы можно пренебречь.

На рис.4 представлена примерная блок-схема устройства для определения среднего заряда отдельных частиц. Аэрозоль из генератора монодисперсного аэрозоля последовательно проходит через ЗУ, конденсатор с отклоняющим полем и измерительную камеру индукционного типа. Модуляция потока частиц по плотности заряда осуществляется или в ЗУ (созданием импульсной короны) или в осадительном конденсаторе (подачей на пластины импульсного отклоняющего напряжения). Зависимости среднего заряда в датчике и напряжения на входе ЭМУ от времени приведены на рис.4 (эпюры а,б). Эпюры построены для практически интересного случая, когда $2\tau_0 \ll T_{пач} \ll T_{повт}$. Сигнал с выхода ЭМУ проходит через ключ, в котором срезаются передний и задний

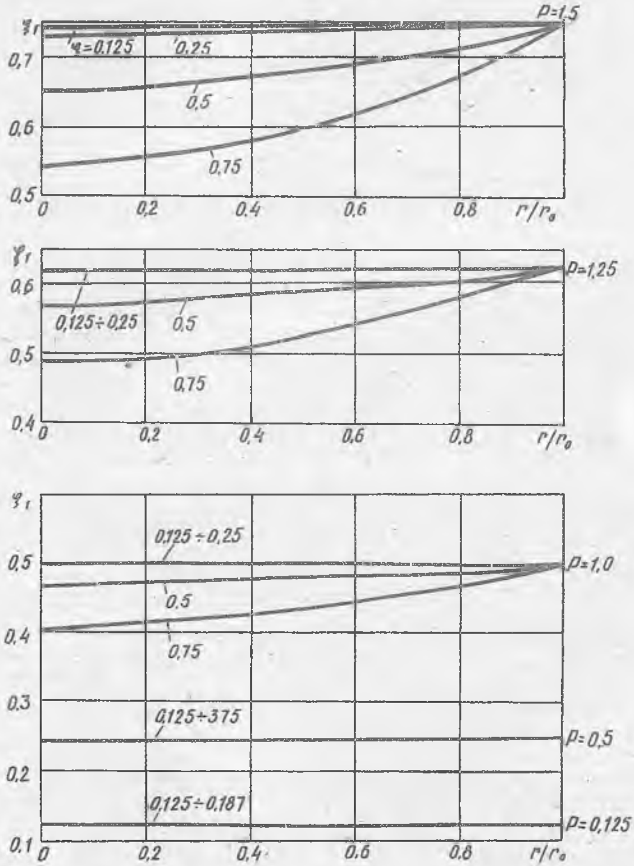
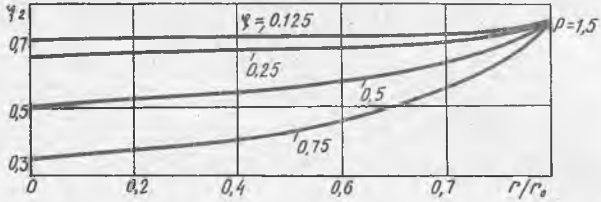
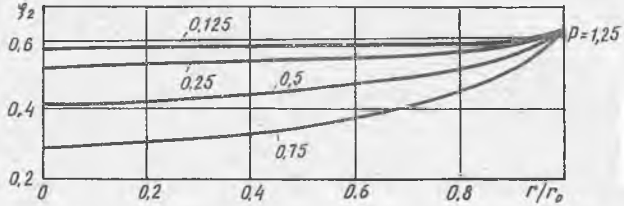


Рис.2. Зависимость среднего значения напряжения от радиальной координаты пролета частиц при различных значениях параметров p и φ_0

фронты импульса. С выхода ключа полученные реализации стационарного случайного процесса (эпюра в, рис.4) поступают в блоки вычисления среднего и дисперсии, которые затем используются для определения среднего заряда частицы.





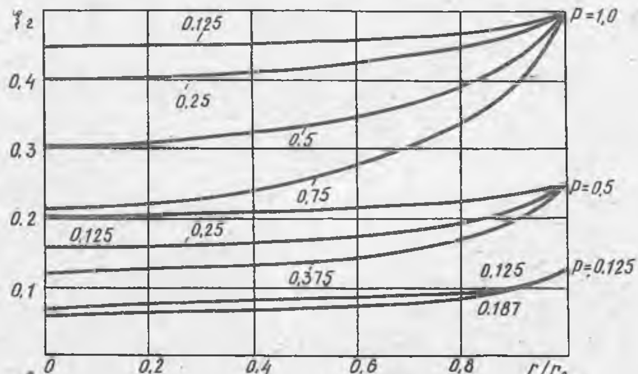


Рис.3. Зависимость дисперсии напряжения от радиальной координаты пролета частиц при различных значениях параметров p и φ_0

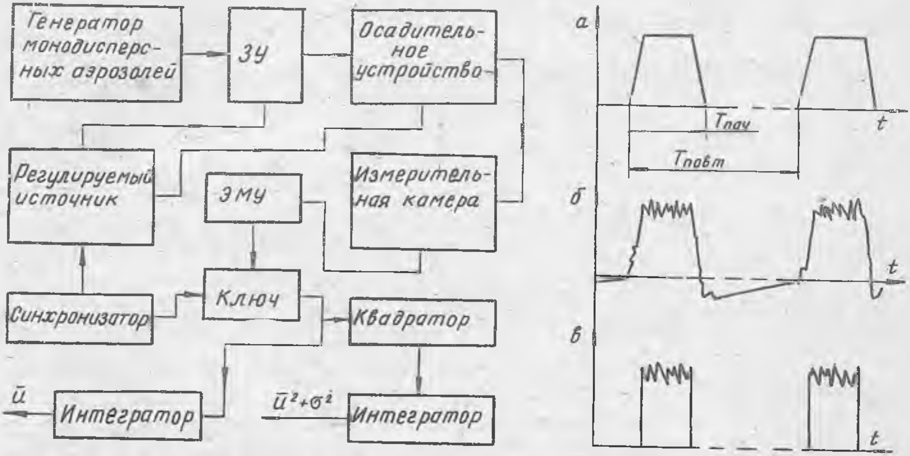


Рис.4. Блок-схема устройства для измерения среднего заряда частицы

Литература

1. Pauthenier M.M, "Moreau-Hanot M. La Charge des Particules Spheriques Dans un champ Jonise", journ. de Physique et le Radium, 1932, 3, N7, s.590-613.
2. Hewitt G.W. The Charging of Small Particles for Electrostatic Precipitation, AIEE Trans., v.76, pt.1 (Comm. and Electr.), 1957, s.300-306.
3. Penney G.W. Lynch R.D. Measurements of Charge Imparted to Fine Particles by a Corona Discharge, AIEE Trans., v.76, pt.1 (Comm. and Electr.), 1957, s.294-299.
4. Макальский Л.М., Мирзабекян Г.З. Экспериментальное исследование зарядки частиц размером 0,2 - 4 мкм ионами воздуха.-В сб.:Сильные электрические поля в технологических процессах. Вып.2, М., " Энергия", 1971, с. 95-108.
5. Рытов С.М. Введение в статистическую радиофизику. М., " Наука", 1966.