

Н. Н. СУПРУН, В. И. СТЕПЧЕНКОВ, Н. П. ЛЕВАШЕВА,
В. Н. КИРИЧЕНКО, академик И. В. ПЕТРЯНОВ-СОКОЛОВ

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ЭЛЕКТРИЗАЦИИ БЕТА-РАДИОАКТИВНЫХ ГОРЯЧИХ АЭРОЗОЛЬНЫХ ЧАСТИЦ В ТУРБУЛЕНТНОМ ПОТОКЕ

В работах (¹, ²) теоретически было показано, что в развитом турбулентном потоке стационарный положительный заряд бета-радиоактивных горячих аэрозольных частиц обратно пропорционален квадрату среднего значения обратного корня из скорости инерционного смещения частиц относительно среды и может достигать величины 10^3 – 10^5 элементарных. В данной работе описывается методика, техника и результаты экспериментального изучения зарядов горячих частиц в турбулентном потоке, создаваемом вентилятором в круглой трубе диаметром 230 мм с турбулизирующими диафрагмами диаметром 180 мм, установленными с интервалом 2 м.

Горячие бета-активные частицы получали катодным напылением стабильного золота на стеклянные микросферы радиусом 1–10 мкм с последующей активацией их в ядерном реакторе интегральной дозой 10^{19} тепловых нейтронов/см². Активность частиц, получаемых таким способом, была пропорциональна квадрату их радиуса с относительным среднеквадратичным отклонением 0,1 и составляла величину порядка 50 расп/(сек·мкм²).

Схема экспериментальной установки показана на рис. 1. Суспензию горячих частиц в ацетоне распыляли в турбулентный поток с помощью пневмофорсунки, совмещенной в одной сборке с ультразвуковым диспергатором на кварцевом пьезокристалле. Режим диспергирования и распыления подбирали таким, чтобы в каждой капле распыляемой жидкости было не более одной частицы. Питание диспергатора осуществляли от ультразвукового генератора УЗДВ-2. На расстоянии 18 м от места ввода частиц соосно с трубой устанавливали электростатический осадитель, представляющий собой пакет плоскопараллельных электродов чередующейся полярности, образующих 27 каналов прямоугольного сечения высотой 0,25 см, шириной 11 см и длиной 9 см. Каждый канал имеет входной участок длиной 4,5 см с напряженностью поля 100 в/см и осадительную часть длиной 4 см с напряженностью поля $(2-4) \cdot 10^3$ в/см. На входном участке формируется ламинарный поток и подачей небольшого напряжения исключается возможность разрядки частиц при резком уменьшении скорости их инерционного смещения. Непосредственно за пластинами расположен фильтрующий материал типа ФП известного сопротивления для выравнивания воздушных потоков в каналах и для измерения их скорости по перепаду давления. Прокачку воздуха через осадитель осуществляли с помощью байпасной линии, регулировку расходов — двумя заслонками, а измерение скорости в трубе — по сопротивлению на концевых фильтрах Д-7,5 и Д-19 кл.

После ввода горячих частиц в трубу и отбора пробы осадитель разбирали и отрицательные пластинки приводили в контакт с ядерными фотопластинками типа МР. Получаемые таким путем автордиограммы электродов позволяли с точностью до 0,1 мм определить координаты осажде-

ния частиц и построить кривые распределения плотности осадка по длине электрода для достаточно узких фракций размеров частиц. Радиус частиц определяли по размеру их автордиографов с предварительной калибровкой. Для этого частицы осаждали на стеклянные подложки и радиографировали. Затем подложки и автордиограммы совмещали по реперным знакам и при помощи микроскопа измеряли диаметры частиц и соответствующих им радиографов.

Как известно, в плоскопараллельном электростатическом осадителе с пуазейлевским профилем скорости газа имеет место следующая связь

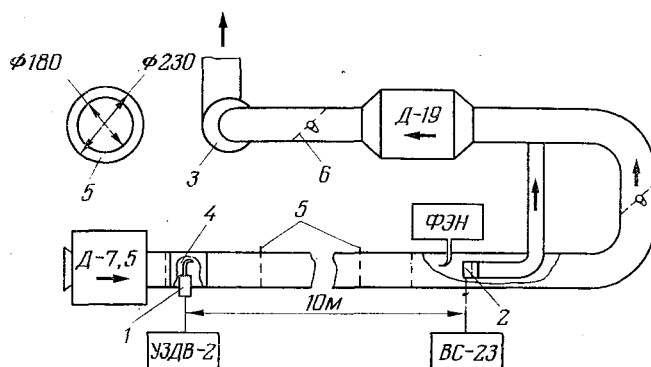


Рис. 1. Схема экспериментальной установки. 1 — форсунка-диспергатор, 2 — электростатический осадитель, 3 — вентилятор, 4 — место ввода масляного тумана, 5 — турбулизирующие диафрагмы, 6 — регулирующая заслонка

нормированной плотности распределения $f(Z)$ зарядов частиц данного размера с нормированной интегральной функцией распределения $F(x)$ плотности осадка на электроде:

$$F(x) \cdot v = \int_0^x d\eta \int_{\eta}^{\infty} f(Z) dZ;$$

здесь $v = \bar{u}_x h / (x \mu_0 E)$, $\eta = \psi / (x \mu_0 E)$, $\psi = 1/2 \bar{u}_x h (1 + 3y/h - 4y^3/h^3)$, где $\bar{u}_x$ — средняя линейная скорость в канале, x — координата в направлении этой скорости, y — отсчитываемая от оси канала координата, нормальная к плоскости электродов, h — расстояние между ними, ψ — функция тока, μ_0 — электрическая подвижность частиц данного радиуса с единичным зарядом, E — напряженность электрического поля в канале. Отсюда, имея экспериментальные кривые $F(x)$, путем двойного графического дифференцирования $F(x) \cdot v$ можно получить кривые плотности распределения частиц по зарядам. На рис. 2 представлены полученные таким способом кривые распределения зарядов горячих частиц при средней скорости потока в трубе 50 см/сек ($Re = 7,2 \cdot 10^3$).

Как следует из работы (2), стационарный заряд бета-активных горячих аэрозольных частиц описывается формулой

$$Z = \frac{\delta \lambda^2}{4 \mu e} \left(\frac{\bar{u}_n^2}{1 + \omega_L \tau} \right)^{1/2};$$

здесь λ — среднее расстояние между ионами в треке испускаемых частицами электронов бета-распада, μ — электрическая подвижность газовых ионов, $\bar{u}_n^2$ — среднеквадратичная пульсационная скорость газа, ω_L — частота максимальных пульсаций скорости масштаба L , e — заряд электрона; $\tau = 2r_0^2 \rho_0 / (9\eta)$, где r_0 — радиус частицы, ρ_0 — ее плотность и η — вязкость

газа; $\delta = [\overline{u_0^{-1/2}(t)}]^{-2} \cdot [\overline{u_0^2(t)}]^{-1/2}$, где $u_0(t)$ — скорость инерционного смещения частицы.

Вместо u_n^2 и ω_L в качестве параметров турбулентного потока можно использовать коэффициенты турбулентной диффузии D_T и максимальный масштаб вихрей L . Тогда, имея в виду, что обычно $\omega_L < 10$ гц, а $\omega_L \tau \ll 1$ ($r_0 < 10$ мкм), и полагая приближенно $\delta = 1$, $(\overline{u_n^2})^{1/2} \approx u_L \approx D_T/L$, $\omega_L = u_L/L$, получим

$$Z \approx \frac{\lambda^2 (\rho_0/\eta)^{1/2} D_T^{3/2}}{6\sqrt{2} \mu e L^2} r_0. \quad (1)$$

Для измерения коэффициента турбулентной диффузии в диаметрально плоскость экспериментальной трубы вводили туман турбинного масла со средним радиусом частиц 0,2 мкм. На расстоянии 18 м от места ввода по потоку концентрация тумана регистрировалась с помощью фотоэлектрического нефелометра ФЭН-58, соединенного со шлейфовым осциллографом Н-115. Чтобы уменьшить разрешающее время прибора до 0,02 сек., пробу отбирали через возможно более короткий капилляр диаметром 1,5 мм, введенный непосредственно в камеру нефелометра. После установления в трубе стационарной концентрации выключали источник и осциллограф записывал изменение концентрации во времени. Величину D_T отождествляли с коэффициентом продольной турбулентной диффузии и вычисляли по формуле, описывающей размытие фронта примеси при больших числах Пекле (³):

$$\frac{n}{n_0} = \frac{1}{2} \left[1 - \operatorname{Erf} \left(- \frac{t-t_0}{\sqrt{4D_T t}} \bar{u} \right) \right],$$

где t и t_0 — время, соответствующее концентрациям n и $n_0/2$ и отсчитываемое от момента превращения подачи тумана по осциллограмме. Измеренные таким образом коэффициенты турбулентной диффузии в диапазоне скоростей от 0,3 до 6 м/сек соответствуют формуле

$$D_T = 7,4 \bar{u}.$$

Зависимость масштаба L от средней скорости в трубе $\bar{u}$ находили путем измерения среднего периода t_k пульсаций концентрации масляного тумана в потоке. Если считать, что вихри как единое целое движутся в потоке со скоростью $\bar{u}$, то $L = \bar{u} t_k$. Оказалось, что в нашей трубе $L = 0,1 \bar{u}$ в диапазоне скоростей от 100 до 300 см/сек.

Подставляя найденные зависимости D_T и L в формулу (1), получим, что в диапазоне средних скоростей (от 100 до 300 см/сек) для данной трубы

$$Z = K \frac{r_0}{\sqrt{\bar{u}}}, \quad (2)$$

где K — коэффициент порядка $10^7 - 10^8$ (см·сек)^{-1/2}.

На заряд каждой частицы оказывает влияние внешняя ионизация, обусловленная суммарным излучением множества частиц, взвешенных в потоке и осевших на стенки трубы. Это влияние определяется потоком отрицательных ионов на частицу $J_i = 4\pi e Z \bar{n}_i$, где $\bar{n}_i$ — средняя концентрация ионов в среде (⁴). Для его подавления использовали масляный туман, который снижал величину $\bar{n}_i$ до уровня, исключающего влияние J_i на заряд. Концентрацию тумана подбирали экспериментально путем последовательного увеличения ее до прекращения изменения заряда и поддерживали примерно постоянной при всех скоростях. Величину $\bar{n}$ определяли по току электростатического осадителя.

На рис. 3 показана зависимость измеренных средних зарядов $\bar{Z}$, определенных как ординаты полуширины на полувысоте зарядовых распреде-

лений, от радиуса частиц при различных средних скоростях потока в трубе. Видно, что в диапазоне радиусов от 1 до 7 мкм и в диапазоне скоростей от 25 до 300 см/сек заряды частиц пропорциональны их радиусам с коэффициентами от $4 \cdot 10^2$ до $1,5 \cdot 10^3$ элем.зар/мкм, зависящими от средней скорости потока в трубе $\bar{u}$.

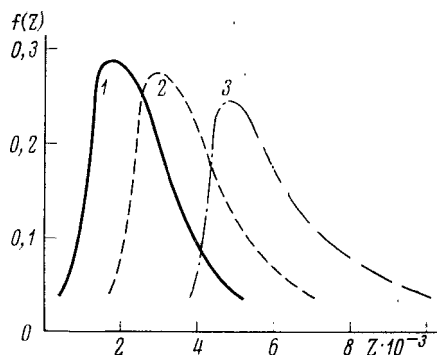


Рис. 2

Рис. 2. Распределение частиц по зарядам.
 r_0 (мкм) = 1,5 (1); 2,1 (2); 3,5 (3)

Рис. 3. Зависимость средних стационарных зарядов горячих частиц от их размера.
 $\bar{u}$ (см/сек) = 25 (1); 50 (2); 100 (3); 150 (4); 300 (5)

Рис. 4. Зависимость средних стационарных зарядов горячих частиц от средней скорости турбулентного потока

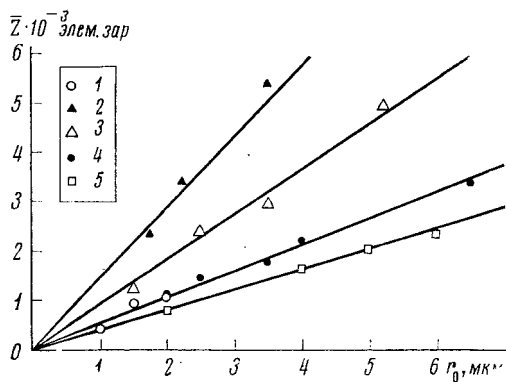


Рис. 3

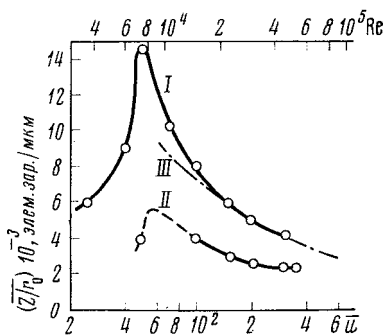


Рис. 4

На рис. 4 приведены графики зависимости величины $(\bar{Z}/r_0)$ от $\bar{u}$ с туманом (кривая I) и без тумана (кривая II). Оказалось, что в диапазоне скоростей от 100 до 300 см/сек (Re от $1,5 \cdot 10^4$ до $4,5 \cdot 10^4$) экспериментальная зависимость функционально соответствует зависимости, описываемой формулой (2), и численно совпадает с ней при $K=7,2 \cdot 10^7$ и $r_0=10^{-4}$ см (кривая III). В области от 25 до 100 см/сек (Re от $3,8 \cdot 10^3$ до $1,5 \cdot 10^4$) совпадения нет, что можно объяснить переходным режимом течения. При сильной внешней ионизации (концентрация ионов порядка 10^5 см $^{-3}$, что соответствует примерно 0,1 мС на стенках трубы) уровень стационарных зарядов почти вдвое ниже уровня при отсутствии ионов, но зависимости зарядов от радиуса частиц и от скорости потока остаются прежними.

Физико-химический институт
им. Л. Я. Карпова
Москва

Поступило
6 XI 1975

ЛИТЕРАТУРА

¹ В. Н. Кириченко, Н. Н. Супрун, ДАН, т. 215, № 2, 325 (1974). ² В. Н. Кириченко, В. М. Бережной и др., ДАН, т. 227, № 5 (1976). ³ О. Левеншиль, Инженерное оформление химических процессов, М., «Химия», 1969, стр. 262.