

УДК 541.482.2/3

ТЕХНИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

В. Д. ИВАНОВ, В. Н. КИРИЧЕНКО, В. М. БЕРЕЖНОЙ,
академик И. В. ПЕТРЯНОВ

**О ВЛИЯНИИ СОБСТВЕННОЙ СКОРОСТИ СЕДИМЕНТАЦИИ
БЕТА-АКТИВНЫХ ГОРЯЧИХ ЧАСТИЦ НА ИХ СТАЦИОНАРНЫЙ
ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЗАРЯД ПРИ НАЛИЧИИ ПРИМЕСИ
ПОСТОЯННОГО АЭРОЗОЛЯ**

В работе ⁽¹⁾ было экспериментально показано, что возникающий за счет эмиссии электронов средний стационарный положительный электрический заряд бета-активных «горячих» аэрозольных частиц заметно увеличивается с ростом их радиуса. Это, однако, не вытекало из приведенных в ней теоретических оценок и предполагалось как следствие непрерывного «убегания» частиц от собственной ионной атмосферы за счет стационарной скорости седиментации. В данной работе сделана попытка получить теоретическую зависимость среднего стационарного заряда таких частиц от скорости седиментации и кроме того учесть влияние на него постороннего аэрозоля. Результаты подвергнуты экспериментальной проверке.

Будем рассматривать горячую частицу в виде сферы радиуса r_0 , движущейся под действием силы тяжести со стационарной скоростью u через газовую среду, содержащую посторонний аэрозоль с концентрацией частиц n . Образующиеся в треках β -частиц газовые ионы с коэффициентом диффузии D и электрической подвижностью μ захватываются посторонним аэрозолем с вероятностью в единицу времени $\gamma \sim n$. Средний стационарный заряд «горячей» частицы eZ_0 устанавливается при равенстве скорости испускания ею β -частиц I обратному диффузионному потоку $J(Z_0, u, \gamma)$. Для вычисления этого потока условимся, что действие кулоновской силы ограничено снаружи концентричной сферой $\alpha = \mu e Z_0 / D > r_0$, диффундируя на которую извне, отрицательные ионы полностью захватываются сферой r_0 , а положительные — полностью отталкиваются. Такая модель строго обоснована в случае неподвижной сферы радиуса менее 10μ с зарядом от 20 до 10^3 элементарных, т. е. при условии

$$r_0 < \alpha < \lambda, \quad (1)$$

где λ — среднее расстояние между парами ионов в треке β -частицы ⁽¹⁾. Это условие позволяет, кроме того, пренебречь профилем скорости среды вблизи сферы r_0 .

При таком допущении задача становится эквивалентной задаче о конвективной диффузии к шару, которая в случае отсутствия объемных источников и малых чисел $Pe = 2ua/D$ решена методом сингулярных возмущений ⁽²⁾. В нашем случае из-за наличия неравномерного объемного источника ионов использование этого метода не представляется возможным.

Обозначим через $W(r, \theta, t)$ плотность вероятности того, что ион, начавший движение в нулевой момент времени в точке S (см. рис. 1), впервые достигнет поверхности движущейся сферы α в момент времени t . В качестве приближения будем считать плотность вероятности равной таковой для неподвижной сферы в момент t при условии, что она перенесена сразу после рождения иона по направлению скорости u на расстояние ut от на-

чального положения, т. е.

$$W(\xi, \theta, \tau) = W^*(\xi', \tau). \quad (2)$$

Здесь $\xi = r/\alpha$ и $\xi' = r'/\alpha$ — безразмерные радиальные координаты; $\tau = Dt/\alpha^2$ — безразмерное время. Величины ξ' и ξ связаны соотношением (см. рис. 1)

$$\xi' = (\xi + v^2\tau^2 + 2v\tau \cos \theta)^{1/2}, \quad (3)$$

где $v = u\alpha/D$ — безразмерная скорость частицы относительно среды, равная половине параметра Ре.

Интересующий нас поток ионов на сферу α , когда ее центр движется достаточно долго и заряд уже не меняется, можно выразить через функцию W^* как

$$J = I \frac{\alpha}{\lambda} \int_0^\infty \int_1^\infty \int_0^\pi W^*(\xi', \tau) \cdot \frac{1}{2} \sin \theta d\tau d\xi' d\theta, \quad (4)$$

где множитель $1/2$ возникает из-за угловой изотропии вылета β -частиц. В выбранной нами модели функция W^* удовлетворяет уравнению Колмогорова ⁽³⁾

$$\frac{\partial W^*}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 W^*}{\partial \xi'^2} + \frac{2}{\xi'} \frac{\partial W^*}{\partial \xi'} - \sigma W^*, \quad (5)$$

где $\sigma = \gamma\alpha^2/D$ — безразмерная вероятность захвата ионов средой, содержащей посторонний аэрозоль. Граничные и начальные условия для функции W^* таковы:

$$W^*(1, \tau) = \delta(\tau),$$

$$W^*(\xi', 0) = 0 \quad \text{при} \quad \xi' > 1, \quad (6)$$

$$W^*(\xi', \tau) \rightarrow 0 \quad \text{при} \quad \xi' \rightarrow \infty.$$

Здесь $\delta(\tau)$ — дельта-функция.

Решение уравнения (5) при условиях (6) методом интегрального преобразования дает выражение для лапласова образа W^* в виде

$$L_p^+ [W^*(\xi', \tau)] = \frac{1}{\xi'(\xi, \theta, \tau)} \exp(\sqrt{p + \sigma} [1 - \xi'(\xi, \theta, \tau)]), \quad (7)$$

где ξ' дается выражением (3), а аргумент τ функции ξ' является параметром, по которому преобразование не производится. Выполняя обратное преобразование (7) и интегрируя (4) по θ, ξ и τ , получаем искомое выражение для потока ионов на сферу α :

$$J(\alpha, v, \sigma) = \frac{I\alpha}{v\lambda} \left\{ e^{y_1} Ei(-y_1) - e^{y_2} Ei(-y_2) + \ln \frac{y_2}{y_1} + \right. \\ \left. + \frac{1}{2\sqrt{\pi}} \int_1^\infty e^{1/2 v \xi} \frac{d\xi}{\xi} \int_{\xi/v}^\infty e^{-\tau(\sigma + 1/4 v^2) - (1 + \xi^2)/(4\tau)} [e^{1/2 v - \xi/(2\tau)} - e^{-1/2 v + \xi/(2\tau)}] \frac{d\tau}{\tau^{3/2}} \right\}, \quad (8)$$

где $y_1 = \sqrt{\sigma + 1/4 v^2} - 1/2 v$, $y_2 = \sqrt{\sigma + 1/4 v^2} + 1/2 v$ и $Ei(-y) = \int_y^\infty \frac{e^{-x}}{x} dx$.

Оценки показали, что для вычисления потока можно пренебречь интегральным членом в (8), так как его вклад, максимальный при $\sigma = 0$, не превышает 5%, если $v \leq 10^{-2}$, что выполняется в воздухе при нормальных

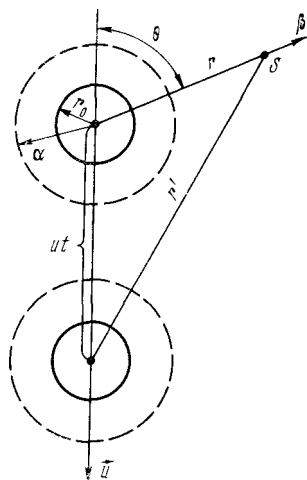


Рис. 1. К расчету стационарного заряда

условиях для частиц радиусом менее 10μ с зарядом, не превышающим 10^3 элементарных.

Из выражения (8) можно получить следующие асимптотики: при $4\sigma/v^2 \ll 1$ и $v \ll 1$, в том числе при $\sigma = 0$,

$$J(\alpha, v) = -I \frac{\alpha}{\lambda} (\ln \gamma_1 v - 1), \quad (8a)$$

где γ_1 — постоянная Эйлера, т. е. поток не зависит от примеси постороннего аэрозоля и пропорционален логарифму радиуса частицы при $4\sigma/v^2 \ll 1$, в том числе при $v = 0$,

$$J(\alpha, \sigma) = -I \frac{\alpha}{\lambda} e^{\sqrt{\sigma}} Ei(-\sqrt{\sigma}), \quad (8b)$$

т. е. поток не зависит от размера частицы.

Отбрасывая в (8) интегральный член и приравнивая поток ионов J бета-активности I получаем не зависящее от последней соотношение для вычисления радиуса поглощающей сферы α , пропорционального среднему значению стационарного заряда «горячей» частицы eZ_0 :

$$e v_1 Ei(-y_1) - e v_2 Ei(-y_2) + \ln \frac{y_2}{y_1} = \frac{v \lambda}{a(v, \sigma)}. \quad (9)$$

На рис. 2 показаны вычисленные из (9) при $\lambda = 80 \mu$, $\mu = 1,4 \text{ см}^2/(\text{в} \cdot \text{сек})$ и $D = 0,03 \text{ см}^2 \cdot \text{сек}^{-1}$ графики функции $\alpha(u)$ для

различных значений величины γ , пропорциональной концентрации постороннего аэрозоля. Из графиков видно, что при $\gamma = 10^{-2} \text{ сек}^{-1}$, т. е. в обычном атмосферном или более чистом воздухе, посторонний аэрозоль не влияет на радиус сферы α и соответственно на заряд горячей частицы eZ_0 , который медленно возрастает с увеличением ее скорости седиментации. Увеличение концентрации постороннего аэрозоля и величины γ приводит к медленному росту α и заряда частицы вначале при малых скоростях седиментации, а затем по всему выбранному диапазону. Условие (1) при этом выполнено. Характерно, что значения среднего стационарного электрического заряда горячих частиц микронных размеров отличаются не более чем в 3 раза во всем реальном диапазоне примесей относительно устойчивого аэрозоля.

Влияние постороннего аэрозоля на стационарный заряд бета-активных горячих частиц было изучено нами экспериментально. Для этого использовались сферические частицы радиусом $1-6 \mu$ из полимерной смолы и стекла, активированные Au^{198} с максимальной энергией β -частиц $0,96 \text{ Мэв}$. Способ их приготовления, установка для получения аэрозоля, а также устройство для измерения электрических зарядов частиц описаны в (1). Отличие состояло в том, что перед распылением суспензии активированных частиц в колонку, где они выдерживались до приобретения стационарных зарядов, вводился туман, полученный распылением нагретого турбинного масла, до тех пор, пока его счетная концентрация, измеряемая ультрамикроскопом ВДК-4, не устанавливалась на стационарном уровне. Радиус частиц тумана не превышал $0,3 \mu$.

Для оценки величины γ мы использовали связь между γ и суммарным стационарным зарядом частиц тумана $\sum eZ$ в единице объема аэрозоля,

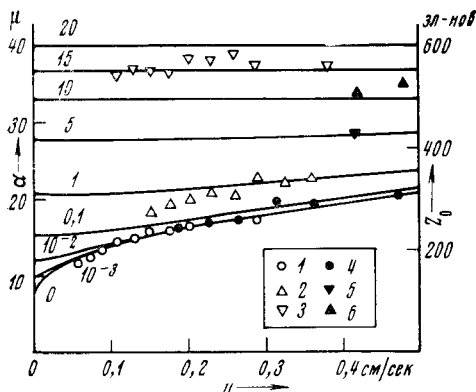


Рис. 2. Зависимость среднего стационарного заряда бета-активных горячих частиц от скорости седиментации и примеси постороннего аэрозоля. 1, 4 — $\gamma < 10^{-2} \text{ сек}^{-1}$, 2 — $\gamma \approx 1$, 3 — $\gamma = 18$, 5 — $4,5 < \gamma < 9$, 6 — $9 < \gamma < 18 \text{ сек}^{-1}$; 1—3 — смола, $d = 1,1 \text{ г/см}^3$, 4—6 — стекло, $d = 2,0 \text{ г/см}^3$. Цифрами у кривых показаны значения γ (сек^{-1})

находящегося в биполярно-ионизированной атмосфере. Этот заряд для частиц радиусом более 0,1 м может быть рассчитан по формуле (4)

$$\sum eZ = ne \int_0^{\infty} f(r) Z(r) dr, \quad (10)$$

где n — счетная концентрация аэрозоля, $\bar{Z}(r) = (2rkT / (\pi e^2))^{1/2} = Ar^{1/2}$ — среднее значение по модулю числа элементарных зарядов на частицах радиуса r (5) и $f(r)$ — нормированная функция распределения частиц по размеру, для которой мы использовали формулу Нукиямы и Танасавы (6), оправдавшую себя для туманов, получаемых механическим распылением жидкостей: $f(r) = ar^2 \exp(-brS)$. Здесь a и b являются определенными функциями S , так что

$$f(r) = \frac{2^3 S S^{1-3} S}{r_m^3 \Gamma(3/S)} r^2 \exp\left(-\frac{2}{S} \left(\frac{r}{r_m}\right)^S\right), \quad (11)$$

где r_m — наиболее вероятный радиус частиц, а Γ — гамма-функция. Так как $\gamma = 4\pi Dn \int_0^{\infty} f(r) r dr$, то подстановка сюда и в (10) функции $f(r)$ из (11) и исключение из обоих выражений r_m приводит к искомому соотношению

$$\gamma = \frac{\Gamma(3/S) \cdot \Gamma(4/S)}{\Gamma^2(7/(2S))} \frac{4\pi D}{A^2 n e^2} \left(\sum eZ\right)^2. \quad (12)$$

Множитель, содержащий гамма-функции, близок к единице при любых $S > 1$, что соблюдается для используемого масляного тумана, поэтому окончательно имеем

$$\gamma = \frac{2\pi^2 D}{nkT} \left(\sum eZ\right)^2. \quad (12a)$$

Для измерения суммарного стационарного заряда $\sum eZ$ масляный туман отбирался из нижней части колонны в плоский конденсатор объемом до 20 см³, где под действием внешнего источника излучения в нем устанавливалось стационарное распределение зарядов. Затем источник убирался, на электроды подавалось напряжение и собранный на одном из них заряд измерялся динамическим электрометром с чувствительностью $4 \cdot 10^{-16}$ кулона. Величина γ варьировалась путем разбавления масляного тумана.

На рис. 2 результаты измерений средних стационарных зарядов бета-активных горячих частиц при различных значениях γ сопоставлены с расчетами на основе предложенной модели. Используются также результаты, полученные ранее (4) для частиц из смолы при $\gamma < 10^{-2}$ сек⁻¹. Видно, что экспериментальные результаты находятся в хорошем согласии с предложенной теоретической моделью, учитывающей влияние собственной скорости седиментации частиц и примеси постороннего аэрозоля.

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

Поступило
30 XI 1971

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ В. Д. Иванов, В. Н. Кириченко, ДАН, 188, № 1 (1969). ² A. Acrivos, Phys. Fluids, 5, № 4 (1962). ³ A. Kolmogoroff, M. Leontowitsch, Phys. Zs. Sovjetunion, 4, 1 (1933). ⁴ Н. А. Фукс, А. Г. Сутугин, Высокодисперсные аэрозоли, Итоги науки, сер. Химия, М., 1969. ⁵ П. Лисовский, ЖФХ, 14, в. 1, 521 (1940). ⁶ Н. А. Фукс, Механика аэрозолей, Изд. АН СССР, 1955, стр. 19.