Доклады Академии Наук СССР
1954. Том XCIX, № 5

ФИЗИЧЕСКАЯ ХИМИЯ

В. Г. ЛЕВИЧ

ТЕОРИЯ КОАГУЛЯЦИИ КОЛЛОИДОВ В ТУРБУЛЕНТНОМ ПОТОКЕ ЖИДКОСТИ

(Представлено академиком А. Н. Фрумкиным 17 VII 1954)

Коагуляция коллоидов и аэрозолей, а также частиц в облаках и туманах весьма часто происходит в условиях более или менее энергичного размешивания среды — жидкости или газа. Поэтому представляет интерес вычисление влияния турбулентного перемешивания на скорость процесса коагуляции. Еще М. Смолуховским (1) был рассмотрен вопрос о влиянии движения жидкости на коагуляцию взвешенных в ней коллоидных частиц. Смолуховский ограничился случаем ламинарного течения вдоль плоской стенки. На практике, однако, коагуляция коллоидов и аэрозолей происходит обычно в турбулентном потоке.

Попытка учесть влияние турбулентности была сделана в работе Виганда и Франкенбергера ([2]), которые без каких-либо оснований положили эффективный градиент скорости в турбулентном потоке равным $\overline{V}/4$, где $\overline{V}$ — средняя скорость потока.

Позднее вопрос о влиянии турбулентности на скорость коагуляции рассматривался в работах Н. Н. Туницкого ([3]) и Е. Н. Теверовского ([4]). В работе Н. Н. Туницкого справедливо указывалось, что для нахождения коагулирующего действия турбулентного потока необходимо оценить среднее значение градиента скорости потока для пульсаций масштаба $\lambda < \lambda_0$, где λ_0 — внутренний масштаб турбулентности. Однако в приведенное Туницким выражение для среднего градиента скорости вкрались неточности (формула (3) ([3])), и оно не может быть использовано для количественного анализа вопроса о влиянии турбулентности на коагуляцию. В работе Е. Н. Теверовского рассматривается взаимная турбулентная диффузия аэрозольных частиц, взвешенных в турбулентном потоке. При этом Теверовский полагает, что основное диффузионное сопротивление представляет область расстояний до частицы больших по сравнению с внутренним масштабом турбулентности. В действительности, однако, как это будет показано ниже, основное турбулентное сопротивление представляет область расстояний малых по сравнению с λ_0.

В дальнейшем мы будем исходить из следующих допущений:

1) Размер или радиус коагуляции частиц R мал по сравнению с внутренним масштабом турбулентности λ_0. Это условие выполнено во всех практически встречающихся случаях размешивания.

2) Имеет место полное увлечение коллоидных частиц турбулентными пульсациями того масштаба, который, в основном, ответственен за встречи частиц. Это предположение выполнено в случае коллоидных частиц в жидкой среде, когда плотности частиц и среды близки между собой. В случае аэрозолей такое предположение недопустимо, и необходимо учитывать влияние инерционных эффектов. Для

нахождения скорости коагуляции выделим мысленно некоторую частицу, поместив в ней начало координат, и вычислим диффузионный поток на эту частицу. В условиях турбулентного перемешивания, наряду с броуновской диффузией частиц, их перенос осуществляется турбулентными пульсациями.

Уравнение стационарной диффузии к поверхности сферической частицы гласит:

$$r^2 j = D_* r^2 \frac{\partial c}{\partial r} = \text{const}, \tag{1}$$

где D_* — эффективный коэффициент диффузии, равный

$$D_* = D_{\text{турб}} + D; \tag{2}$$

здесь D — коэффициент броуновской диффузии частиц и $D_{\text{турб}}$ — коэффициент турбулентной диффузии.

Для коэффициента турбулентной диффузии, связанной с пульсацией масштаба λ, можно написать

$$D_{\text{турб}} \sim v_\lambda \lambda,$$

где v_λ — скорость жидкости, совершающей пульсационное движение масштаба λ.

Как известно ([5]),

$$v_\lambda = (\varepsilon \lambda)^{1/3} \quad \text{при } \lambda > \lambda_0;$$

$$v_\lambda = \alpha \sqrt{\frac{\varepsilon}{\nu}}\, \lambda \quad \text{при } \lambda < \lambda_0,$$

где ν — кинематическая вязкость и ε — основная характеристика турбулентного потока, представляющая диссипацию энергии в 1 см³ жидкости за 1 сек., отнесенную к единице плотности жидкости:

$$\varepsilon = \frac{(\Delta V)^3}{L} \sim \frac{\nu^3}{\lambda_0^4}, \tag{3}$$

где ΔV — скорость крупномасштабных пульсаций масштаба L и внутренний масштаб турбулентности $\lambda_0 = L/\mathrm{Re}^{3/4}$, Re — числа Рейнольдса потока.

Поэтому

$$D_{\text{турб}} = \begin{cases} \alpha \varepsilon^{1/3} \lambda^{4/3}, & (4) \\ \beta \sqrt{\frac{\varepsilon}{\nu}}\, \lambda^2, & (4а) \end{cases}$$

где α и β — постоянные числовые множители, значения которых не могут быть определены теоретически.

Рассмотрим прежде всего коагуляцию частиц, для которых радиус коагуляции R удовлетворяет неравенству

$$\sqrt{\frac{\varepsilon}{\nu}}\, R^2 > D. \tag{5}$$

Тогда коэффициент турбулентной диффузии всегда превышает коэффициент броуновской диффузии и можно считать, что $D_* \cong D_{\text{турб}}$.

Подставляя значение $D_* = D_{\text{турб}}$ в (1) и интегрируя его при граничных условиях

1) $c_0 \to c$ при $r \to \infty$,
2) $c \to 0$ при $r \to R$,
3) c непрерывна всюду,

находим после несложных выкладок для потока частиц на 1 см² поверхности сферы коагуляции:

$$j \cong \beta \sqrt{\frac{\varepsilon}{\nu}} R c_0. \tag{6}$$

При этом с точностью до величины R^3/λ_0^3 можно пренебречь изменением концентрации в области $r > \lambda_0$. Результат этот физически очевиден — взаимное перемещение объемов жидкости больших по сравнению с λ_0 не может привести к встречам частиц, размеры которых малы по сравнению с λ_0.

Турбулентные пульсации поддерживают постоянной концентрацию частиц в области $\lambda > \lambda_0$, и диффузионное сопротивление этой области мало. Величина диффузионного потока определяется диффузионным сопротивлением области $\lambda < \lambda_0$. Может показаться странным, что в выражение для потока частиц j не входит коэффициент броуновской диффузии D. Необходимо подчеркнуть, что (6) выведено для частиц, у которых выполняется неравенство (5). При выполнении обратного неравенства

$$\sqrt{\frac{\varepsilon}{\nu}} R^2 \ll D$$

существует область расстояний $r < \left[D \sqrt{\frac{\nu}{\varepsilon}}\right]^{1/2}$, в которой броуновская диффузия преобладает над турбулентной. В этом случае простой расчет показывает, что

$$j \cong \frac{D c_0}{R\left[1 + R^3/(D\sqrt{\nu/\varepsilon})^3\right]} \cong \frac{D c_0}{R},$$

что совпадает с выражением для потока в неподвижной среде. В этом случае основное диффузионное сопротивление лежит в области $r < \left(\sqrt[4]{\nu D^2/\varepsilon}\right)$.

Полный поток частиц на поверхность сферы радиуса R равен

$$I = 4\pi R^2 j$$

и полное число актов коагуляции в единице объема за 1 сек.

$$N_{D_{\text{турб}}} = 4\pi\beta R^3 \sqrt{\frac{\varepsilon}{\nu}}\, c_0^2 \sim \frac{4\pi\beta R^3 \nu c_0^2 \mathrm{Re}^{3/2}}{L^2}. \tag{7}$$

Формула (7) показывает, что $N_{D_{\text{турб}}}$ весьма быстро растет с увеличением радиуса коагуляции R. Число актов коагуляции пропорционально $\sqrt{\varepsilon}$ и, следовательно, возрастает со скоростью потока V как $V^{3/2}$.

В неподвижной среде число коагуляций в единице объема за 1 сек. равно

$$N_D = 8\pi R c_0^2 D.$$

Составим отношение

$$N_{D_{\text{турб}}} : N_D \cong \sqrt{\frac{\varepsilon}{\nu}} \frac{R^2}{D}.$$

Для воды при комнатной температуре

$$N_{D_{\text{турб}}} : N_D \sim 5 \cdot 10^{13} \sqrt{\varepsilon}\, R^3 \quad (R \text{ в см}).$$

Турбулентное перемешивание становится главным источником коагуляции, если $N_{D_{\text{турб}}} > N_D$ или

$$R^3 > \sqrt{\frac{\nu}{\varepsilon}} D,$$

что совпадает, очевидно, с условием (5).

В обычных условиях размешивания жидкости ε довольно велико и легко может достигать значений 10^3—10^4. Например, при движении жидкости вдоль стенки в трубке радиусом 5 см при шероховатости поверхности 0,1 см $\varepsilon = 10^{-3}V^3$, где V — скорость в центре трубки, так что $\varepsilon \sim 10^3$ при $V \sim 10^2$ см/сек. При таких значениях ε турбулентный механизм коагуляции в жидкости преобладает над броуновской диффузией для частиц, размер которых превышает 10^{-5}—10^{-6}.

Разобранный механизм коагуляции может играть роль у аэрозолей, так как коэффициент диффузии частиц в воздухе примерно в 10^4 раз больше, чем в воде, и при данном ε турбулентная диффузия становится больше броуновской только для частиц размером порядка 10^{-3}—10^{-4} см.

Теория коагуляции аэрозолей будет рассмотрена в другой работе.

Полученные соотношения позволяют сделать общий качественный вывод о существенном влиянии размешивания раствора на коагуляцию коллоидных частиц и о быстром росте скорости коагуляции с увеличением скорости потока и в особенности с ростом размеров частиц. Последнее обстоятельство приводит, как было показано еще Смолуховским, к существованию латентного периода.

Эти общие качественные выводы находятся в согласии с опытными данными. Поскольку последние не имеют количественного характера, провести детальное сравнение теории с экспериментом не представляется возможным.

Выражаю благодарность А. М. Обухову за дружеское обсуждение результатов данной работы.

Поступило
17 VII 1954

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] М. Смолуховский, Сборн. Броуновское движение, 1936. [2] A. Wigand, E. Frankenberger, Phys. Zs., **31**, 204 (1930). [3] Н. Н. Туницкий, ЖФХ, **20**, 1137 (1946). [4] Е. Н. Теверовский, Сборн. Новые идеи в области изучения аэрозолей, Изд. АН СССР, 1949, стр. 108. [5] Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Механика сплошных сред, 1953.