Доклады Академии наук СССР
1971. Том 201, № 2

УДК 533.15

ФИЗИЧЕСКАЯ ХИМИЯ

Член-корреспондент АН СССР Б. В. ДЕРЯГИН,
Ю. И. ЯЛАМОВ, В. С. ГАЛОЯН

ТЕОРИЯ ДВИЖЕНИЯ УМЕРЕННО КРУПНЫХ ЛЕТУЧИХ АЭРОЗОЛЬНЫХ ЧАСТИЦ В НЕОДНОРОДНЫХ ГАЗАХ

Теория термофореза. Для решения проблемы улавливания аэрозольных частиц из газовых потоков необходимо создание теории для летучих аэрозольных частиц. Под летучей мы понимаем частицу, состоящую из вещества, способного испаряться и конденсироваться на ее поверхности. При этом среда содержит помимо основного газа еще и пары вещества частицы.

Рассмотрим сферическую частицу, радиус R которой и длина свободного пробега газовых молекул λ удовлетворяют соотношению

$$0{,}01 \lesssim \lambda / R \lesssim 0{,}3. \tag{1}$$

Такой выбор интервала чисел Кнудсена λ / R не случайный, так как ранее в наших работах [1-3] было показано, что теория термофореза и диффузиофореза нелетучих аэрозольных частиц при λ / R, лежащих в том же интервале, хорошо объясняет экспериментальные данные.

Вещество частиц при испарении переходит в один из компонентов (первый) бинарной газовой смеси. В условиях пересыщения в объеме смеси первый компонент конденсируется на капле. На большом расстоянии от частицы задан постоянный градиент температуры $(\nabla T)_\infty$. На летучую частицу, вследствие неоднородности газовой смеси по температуре, начнет действовать некомпенсированный импульс, передаваемый от газовых молекул. Если частица приходит в движение, то термофоретическая сила уравновешивается силой вязкого сопротивления среды. В результате частица будет двигаться с постоянной скоростью. Для определения полной силы, действующей на частицу, применяется гидродинамический метод, заключающийся в том, что решается система уравнений гидродинамики

$$\Delta \mathbf{v} = \frac{1}{\eta} \operatorname{grad} P, \tag{2}$$

$$\operatorname{div} \mathbf{v} = 0, \tag{3}$$

и диффузии

$$\Delta C_1 = 0, \tag{4}$$

для нахождения распределения скоростей $\mathbf{v}$, давлений P и концентрации первого компонента C_1 в газовой фазе (вязкость η) вокруг аэрозольной частицы.

Распределение температур ищется из уравнений стационарной теплопроводности вне и внутри жидкой частицы:

$$\Delta T_e = 0 \quad \text{при } r > R, \tag{5}$$

$$\Delta T_i = 0 \quad \text{при } r < R. \tag{6}$$

Принимаются во внимание следующие физические условия на поверхности частицы: а) условие отсутствия суммарного радиального потока второго компонента газовой смеси через поверхность частицы, б) наличие изотермического, теплового и диффузионного скольжений вдоль поверхности, в) скачок температуры на поверхности, связанный с конечностью числа Кнудсена, г) непрерывность потока тепла через поверхность, с учетом тепла, идущего на фазовое превращение, д) скачок абсолютной концентрации летучего (первого) компонента на границе слоя Кнудсена.

С помощью уравнений (2) — (6) и граничных условий а) — д), в сочетании с граничными условиями на большом расстоянии от частицы, были получены конкретные аналитические выражения для распределения скоростей, давлений, температур и концентрации в газовой смеси вокруг частицы. На основании этих распределений был вычислен полный тензор напряжений, а интегрированием последнего по поверхности частицы были получены выражения для термофоретической силы $\mathbf{F}_T$ и силы вязкого сопротивления $\mathbf{F}_v$, действующих на частицу,

$$\begin{aligned}\mathbf{F}_T = &-4\pi\eta 3\varkappa_e D_{12} R\delta/n_0\left(1+2K_c\frac{\lambda}{R}\right)\left(1+3C_m\frac{\lambda}{R}\right)\times\\ &\times\left\{\left[K_{Sl}+\frac{m_1}{m_2}\left(1+6C_m\frac{\lambda}{R}\right)\right](\nabla T)_\infty\Big/\left[2\varkappa_e+\left(\varkappa_i+\frac{2Lm_1D_{12}\delta}{1+2K_C\lambda/R}\right)\times\right.\right.\\ &\left.\left.\times\left(1+2C_T\lambda/R\right)\right]\right\}-4\pi\eta 3K_{T\,Sl}\nu R\left[\varkappa_e+\left(\varkappa_i+\frac{2Lm_1D_{12}\delta}{1+2K_C\lambda/R}\right)C_T\frac{\lambda}{R}\right]\times\\ &\times(\nabla T)_\infty/T_0\left(1+3C_m\frac{\lambda}{R}\right)\left[2\varkappa_e+\left(\varkappa_i+\frac{2Lm_1D_{12}\delta}{1+2K_C\lambda/R}\right)\left(1+2C_T\frac{\lambda}{R}\right)\right]. \end{aligned} \tag{7}$$

$$\mathbf{F}_v = 6\pi\eta\mathbf{u}R\left(\frac{1+2C_m\lambda/R}{1+3C_m\lambda/R}\right). \tag{8}$$

Суммарная сила:

$$\mathbf{F} = \mathbf{F}_v + \mathbf{F}_T = 0. \tag{9}$$

Из последнего выражения (9) получено следующее выражение для скорости термофореза:

$$\begin{aligned}u_T = &-2\delta\left[K_{Sl}+\frac{m_1}{m_2}\left(1+6C_m\frac{\lambda}{R}\right)\right]\varkappa_e D_{12}(\nabla T)_\infty/n_0\Phi\left(1+2C_m\frac{\lambda}{R}\right)\times\\ &\times\left(1+2K_C\frac{\lambda}{R}\right)-2K_{T\,Sl}\nu\left[\varkappa_e+\left(\varkappa_i+\frac{2Lm_1D_{12}\delta}{1+2K_C\lambda/R}\right)C_T\frac{\lambda}{R}\right]\times\\ &\times(\nabla T)_\infty/T_0\Phi\left(1+2C_m\frac{\lambda}{R}\right).\end{aligned} \tag{10}$$

В соотношениях (7) — (10) введены обозначения:

$$\Phi = \left[2\varkappa_e+\left(\varkappa_i+\frac{2Lm_1D_{12}\delta}{1+2K_C\lambda/R}\right)\left(1+2C_T\frac{\lambda}{R}\right)\right],$$

$\mathbf{u}$ — скорость газа на бесконечности, равная $-u_T$, δ — коэффициент в соотношении, выражающем зависимость концентрации насыщенных паров первого компонента от температуры, K_{Sl} — коэффициент диффузионного скольжения, $K_{T\,Sl}$ — коэффициент теплового скольжения, C_m — коэффициент изотермического скольжения, m_1 и m_2 — массы молекул компонентов газовой смеси, $\varkappa_e$ и $\varkappa_i$ — теплопроводности газа и частицы соответственно, D_{12} — коэффициент взаимной диффузии компонентов газовой смеси, K_C — коэффициент скачка концентрации в слое Кнудсена на поверхности частицы, C_T — коэффициент температурного скачка, ν — кинематическая вязкость газовой смеси, L — удельная теплота фазового перехода первого компонента, n_0 — число молекул смеси в единице объема.

Первый член в (10) дает вклад в скорость, вызванный летучестью частицы. При отсутствии летучести δ результат (10) переходит в известную формулу Дерягина — Яламова ([4–5]) для нелетучих частиц. Эффект, вызванный летучестью частиц, растет с абсолютной температурой. Оценки показывают, что с ростом температуры от 293 до 323° K первый член в (10) составляет соответственно 30 и 200% от второго, равного (при $\delta = 0$) скорости термофореза нелетучих частиц.

Теория диффузиофореза. Рассматривается сферическая частица в неоднородной по концентрации бинарной газовой смеси. На большом расстоянии от частицы заданы постоянные градиенты концентраций компонентов смеси. Частица предполагается умеренно крупной, т. е. удовлетворяется условие (1). Для определения скорости диффузиофореза, как и в случае термофореза, применяется гидродинамический метод, заключающийся в нахождении распределения давлений, скоростей и концентраций в газовой смеси вокруг частицы, путем решения уравнений гидродинамики (2) и (3) и диффузии (4). При этом учитываются следующие граничные условия на поверхности жидкой летучей сферической частицы: а) условие насыщения пара летучего компонента смеси, б) наличие газокинетического и диффузионного скольжений, в) равенство нулю радиального потока нелетучего компонента через поверхность частицы.

С помощью уравнений (1) — (3) и отмеченных здесь граничных условий (с учетом наличия grad $\bar{C}_1$ на большом расстоянии от частицы) были получены явные выражения для распределения скоростей, давлений и концентраций в газовой фазе. Затем был вычислен полный тензор напряжений и полная сила, действующая на частицу. Эта сила равна сумме диффузиофоретической силы $\mathbf{F}_D$ и силы вязкого сопротивления $\mathbf{F}_v$.

$$\mathbf{F}_D = -\frac{12\pi}{G} n_0^2 D_{12}\eta \frac{m_1}{\rho} \operatorname{grad} \bar{C}_1, \tag{11}$$

$$\mathbf{F}_v = \frac{12\pi}{G} n_{02}\eta \mathbf{u} \left(\frac{1 + 2C_m \dfrac{\lambda}{R}}{1 + 6C_m \dfrac{\lambda}{R}} \right). \tag{12}$$

Приравнивая сумму (11) и (12) нулю (вследствие равномерного движения частиц) получим выражение для скорости диффузиофореза

$$\mathbf{u}_D = -\mathbf{u} = -\frac{n_0^2}{n_{02}} D_{12} \left(\frac{1 + 6C_m \dfrac{\lambda}{R}}{1 + 2C_m \dfrac{\lambda}{R}} \right) \frac{m_1}{\rho} \operatorname{grad} \bar{C}_1. \tag{13}$$

В (11) и (13) введены новые обозначения: G — константа, n_{02} — число молекул второго компонента в единице объема. Легко видеть, что скорость (13) сильно зависит от числа Кнудсена λ / R. Для весьма крупных частиц, когда $\lambda / R \to 0$, формула (13) примет вид

$$\mathbf{u}_D = -\frac{n_0^2}{n_{02}} D_{12} \frac{m_1}{\rho} \operatorname{grad} \bar{C}_1. \tag{14}$$

Полученный результат отличается от выведенного нами ранее термодинамическим методом ([6]) коэффициентом $n_0 m_1 / \rho$. Это расхождение связано с тем, что в работе ([6]) при рассмотрении суммарного потока газа через поверхность частицы был пропущен коэффициент $n_0 m_1 / \rho$ в диффузионной части этого потока. Поэтому формула (14), являющаяся предельным случаем общей формулы (13), одновременно имеет более точный коэффициент, чем выведенная нами ранее ([6]). Сравнение полученных в настоящей работе формул для скорости термофореза (10) и диффузиофореза с экспериментальными данными проведено в работе ([7]).

Институт физической химии
Академии наук СССР
Москва

Поступило
12 V 1971

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] B. V. Derjaguin, Yu. I. Yalamov, Theory of Thermophoresis and Diffusiophoresis of Aerosol Particles and its Experimental Verification, 1971. [2] Ю. И. Яламов, Теория движения аэрозольных частиц в неоднородных газах, Докторская диссертация, М., 1968. [3] Б. В. Дерягин, Ю. И. Яламов, ДАН, **155**, 886 (1964). [4] B. V. Derjaguin, Yu. I. Yalamov, J. Coll. Soc., **20**, 555 (1965). [5] B. V. Derjaguin, Yu. I. Yalamov, J. Coll. Interface Sci., **21**, 256 (1966); **22**, 195 (1966). [6] Б. В. Дерягин, Ю. И. Яламов, ДАН, **174**, 1048 (1967). [7] Б. В. Дерягин, А. И. Старожилова, Г. И. Щербина, Б. А. Обухов, ДАН, **201**, № 3 (1971).