УДК 533.72

ТЕРМО-, ФОТО- И ДИФФУЗИОФОРЕЗ ТВЁРДОЙ АЭРОЗОЛЬНОЙ ЧАСТИЦЫ СФЕРОИДАЛЬНОЙ ФОРМЫ

Н.В. Малай, Н.Н. Миронова

Белгородский государственный университет,
Белгород, ул. Студенческая 14, Белгород, 308007, Россия
e-mail: malay@bsu.edu.ru; e-mail: mironovanadya@mail.ru

В приближении Стокса проведено теоретическое описание термо-, фото- и диффузиофоретического движения аэрозольной частицы сфероидальной формы, внутри которой действуют неравномерно распределенные источники тепла. При рассмотрении движения предполагалось, что средняя температура поверхности частицы незначительно отличается от температуры окружающей её газообразной среды. На основе решения газодинамических уравнений получено аналитическое выражение для силы и скорости термо-, фото- и диффузиофореза.

Ключевые слова: термофорез, фотофорез, диффузиофорез, аэрозольная частица, сфероид.

Введение. В современной науке и технике, в областях химических технологий, гидрометеорологии, охраны окружающей среды и т.д. широко применяют многофазные смеси. Наибольший интерес представляют дисперсные смеси, состоящие из двух фаз, одна из которых есть частицы, а вторая – вязкая среда (газ или жидкость). Газ (жидкость), со взвешенными в ней частицами называют аэрозолями (гидрозолями), а сами частицы – аэрозольными (гидрозольными). Гидро- и аэрозольные частицы могут оказать значительное влияние на протекание физических и физико-химических процессов различного вида в дисперсных системах (например, процессов массо- и теплообмена). Размер частиц дисперсной фазы находится в очень широких пределах: от макроскопических (~ 500мкм) до молекулярных (~ 10нм) значений; варьирует соответственно и концентрация частиц – от одной частицы до высококонцентрированных систем ($> 10^{10}$ см $^{-3}$) . В настоящее время с учетом развития нанотехнологий и наноматериалов большую перспективу представляет применение ультрадисперсных (нано-) частиц, например, в наноэлектронике, наномеханике и т.д. На входящие в состав дисперсных систем частицы могут действовать силы различной природы, вызывающие их упорядоченное движение относительно центра инерции вязкой среды. Так, например, седиментация происходит в поле гравитационной силы. В газообразных средах с неоднородным распределением температуры может возникнуть упорядоченное движение частиц, обусловленное действием сил молекулярного происхождения. Их появление вызвано передачей некомпенсированного импульса частицам молекулами газообразной среды. При этом движение частиц, обусловленное, например, внешним заданным градиентом температуры и концентрации, называют термофорезом и диффузиофорезом. Если движение обусловлено за счет внутренних источников тепла, неоднородно распределенных в объеме частицы, то такое движение называется фотофоретическим.

Существенный вклад в изучение и применение аэрозольных систем внесли ряд отечественных и зарубежных исследователей: Г.С. Эпштейн, Ж.Р. Брок, Н.А. Фукс, В.М. Волощук, Б.В. Дерягин, П.Е. Суетин,О.А. Волковицкий, Ю.И. Яламов и др.

Среднее расстояние между аэрозольными частицами у значительной части встречающихся на практике аэродисперсных систем намного больше характерного размера частиц. В таких системах учет влияния аэрозоля на развитие физического процесса можно проводить, основываясь на знании законов динамики движения, а также тепло- и массообмена с бесконечной окружающей средой отдельных аэрозольных частиц. Без знания закономерностей этого поведения невозможно математическое моделирование эволюции аэрозольных систем и решение такого важного вопроса, как целенаправленное воздействие на аэрозоли.

Многие частицы, встречающиеся в промышленных установках и в природе, имеют форму поверхности отличную от сферической, например, сфероидальную (эллипсоид вращения). Поэтому изучение закономерностей движения отдельных частиц в газообразных (жидких) как однородных, так и неоднородных средах является актуальной задачей, представляющей значительный теоретический и практический интерес.

Постановка задачи. Рассматривается крупная твердая частица сфероидальной формы, взвешенная в бинарной газовой смеси с температурой T_∞, плотностью ρ_g и вязкостью μ_g. Пусть в этой бинарной газовой смеси с помощью внешних источников поддерживается малый градиент температуры ∇T и концентрации ∇C. Здесь $C_1+C_2=1$, $C_1=n_1/n_g$, $C_2=n_2/n_g$, $n_g=n_1+n_2$, $\rho_g=\rho_1+\rho_2$, $\rho_1=m_1 n_1$, $\rho_2=m_2 n_2$, m_1, n_1 и m_2, n_2 – масса и концентрация первого и второго компонентов бинарной газовой смеси. В настоящей работе учтем одновременное влияние на поведение твердой аэрозольной частицы сфероидальной формы трех перечисленных во введении факторов. При теоретическом описании процесса термо-, фото- и диффузиофоретического движения частицы будем предполагать, что в силу малости времени тепловой релаксации процесс теплопереноса в системе частица-газообразная среда протекает квазистационарно. Движение частицы происходит при малых числах Пекле и Рейнольдса и при малых относительных перепадах температуры в ее окрестности, т. е. когда $(T_s - T_\infty)/T_\infty \ll 1$. При выполнении этого условия коэффициенты теплопроводности, динамической и кинематической вязкости можно считать постоянными величинами [1]. Тогда используется гидродинамический метод, т. е. решаются уравнения гидродинамики с соответствующими граничными условиями и считается, что фазовый переход отсутствует, и частица однородна по своему составу.

Предположим также, что в некоторый момент времени на частицу падает плоская монохроматическая волна интенсивностью I_0. Энергия электромагнитного излучения, поглощаясь в объеме частицы, преобразуется в тепловую энергию. Тепло неоднородно распределяется в объеме за счет теплопроводности, и локальное распределение возникших таким образом источников тепла может быть описано некоторой функцией q_p, называемой объемной плотностью внутренних источников тепла.

Описание термо-, фото- и диффузиофоретического движения частицы будем проводить в сфероидальной системе координат $(\varepsilon, \eta, \varphi)$ с началом в центре сфероида. Криволинейные координаты $\varepsilon, \eta, \varphi$ связаны с декартовыми координатами соотношениями

$$x = c\,\mathrm{ch}\,\varepsilon \sin\eta \cos\varphi, \;\; y = c\,\mathrm{ch}\,\varepsilon \sin\eta \sin\varphi, \;\; z = c\,\mathrm{sh}\,\varepsilon \cos\eta, \tag{1}$$

$$x = c\,\mathrm{sh}\,\varepsilon \sin\eta \cos\varphi, \;\; y = c\,\mathrm{sh}\,\varepsilon \sin\eta \sin\varphi, \;\; z = c\,\mathrm{ch}\,\varepsilon \cos\eta, \tag{2}$$

где $c = \sqrt{a^2 - b^2}$ – в случае сплюснутого сфероида ($a > b$, формула (1)) и $c = \sqrt{b^2 - a^2}$ – в случае вытянутого сфероида ($a < b$, формула (2)); и b – полуоси сфероида. При этом положение декартовой системы координат фиксировано относительно частицы таким образом, чтобы начало координат располагалось в центре сфероида, а ось OZ совпадала с осью симметрии сфероида.

В рамках сформулированных допущений распределение скорости U_g, давления P_g, температур T_g, T_p и концентрации первого компонента бинарной газовой смеси C_1 описываются системой уравнений [2]

$$\begin{gathered} \nabla P_g = \mu_g \triangle \mathbf{U}_g, \quad \mathrm{div}\mathbf{U}_g = 0, \\ \triangle T_g = 0, \; \triangle T_g = -\frac{q_p}{\lambda_p}, \end{gathered} \tag{3}$$

$$\triangle C_1 = 0.$$

Система уравнений (3) решалась со следующими граничными условиями в системе координат, связанной с центром масс сплюснутого сфероида [3]:

$$\varepsilon = \varepsilon_0: \quad \begin{aligned} & U_\varepsilon = 0, \quad U_\eta = K_{TS}\frac{\nu_g}{T_g}(\nabla T_g \cdot \mathbf{e}_\eta) + K_{DS}D_{12}(\nabla C_1 \cdot \mathbf{e}_\eta), \\ & T_g = T_p, \quad \lambda_g \frac{\partial T_g}{\partial \varepsilon} = \lambda_p \frac{\partial T_p}{\partial \varepsilon}, \qquad \frac{\partial C_1}{\partial \varepsilon} = 0. \end{aligned} \tag{4}$$

$$\varepsilon \to \infty: \quad \begin{aligned} & T_g \to T_\infty + |\nabla T_g|_\infty c\,\mathrm{sh}\,\varepsilon \cos\eta, \\ & C_1 \to C_\infty + |\nabla C_1|_\infty c\,\mathrm{sh}\,\varepsilon \cos\eta, \\ & P_g \to P_\infty; \quad U_\varepsilon = U_\infty \cos\eta; \quad U_\eta = -U_\infty \sin\eta. \end{aligned} \tag{5}$$

$$\varepsilon \to 0: \qquad T_p \neq \infty. \tag{6}$$

Здесь $\mathbf{e}_\eta$, $\mathbf{e}_\varepsilon$ – единичные векторы сфероидальной системы координат; λ_g, λ_p – коэффициенты теплопроводности газа и частицы соответственно; ν_g, μ_g – кинематическая и динамическая вязкости; $H_\varepsilon = c\sqrt{\mathrm{ch}^2\,\varepsilon - \sin^2\eta}$ – коэффициент Ламе; K_{TS} и K_{DS} – коэффициенты теплового и диффузионного скольжений, которые определяются методами кинетической теории газов. Например, при коэффициентах аккомодации тангенциального импульса и энергии, равных единице, газокинетический коэффициент (в случае сферической частицы) $K_{TS} \approx 1,152$.

В граничных условиях (4) на поверхности частицы учтены условие непроницаемости для нормальной компоненты, тепловое и диффузионное скольжения для касательной компонент массовой скорости, равенство температур и непрерывность потоков тепла. Поверхности частицы соответствует координатная поверхность $\varepsilon = \varepsilon_0$. На большом расстоянии от частицы справедливы граничные условия (5), а конечность физических величин, характеризующих частицу при $\varepsilon \to 0$, учтена в (6).

Распределение температуры и концетрации вне и внутри частицы. Обезразмерим уравнения (3) и граничные условия (4)-(6), введя безразмерные давление, температуру и скорость следующим образом: $p = P/P_\infty, t = T/T_\infty, V = U/U_\infty$.

В задаче кроме безразмерных чисел Рейнольдса и Пекле имеется еще два контролируемых малых параметра $\xi_1 = a|\nabla T_g|_\infty/T_\infty \ll 1$, характеризующее относительный перепад температуры на размере частицы и $\xi_2 = a|\nabla C_1|_\infty$. Поэтому решение краевой задачи (3)-(6) будем искать в виде разложения по степеням ξ_1, ξ_2

$$V_g = V_{g0} + \xi_1 V_{g1} + \ldots,\ p_g = p_{g0} + \xi_1 p_{g1} + \ldots,$$

$$t = t_0 + \xi_1 t_1 + \ldots, \quad C_1 = C_{10} + \xi_2 C_{11} + \ldots. \tag{7}$$

При нахождении силы и скорости термо-, фото- и диффузиофореза мы ограничимся поправками первого порядка малости по ξ_1, ξ_2. Чтобы их найти, необходимо знать распределение скорости, давления, температуры и концентрации в окрестности сфероида. Подставляя (7) в (3), оставляя члены порядка ξ_1, ξ_2, решая полученные системы уравнений методом разделения переменных, в конечном итоге, получаем для нулевых приближений $\xi_1 = 0, \xi_2 = 0$

$$t_{g0}(\lambda) = 1 + \gamma\lambda_0 \operatorname{arcctg}\lambda, \tag{8}$$

$$t_{p0}(\lambda) = D + \delta\gamma\lambda_0 \operatorname{arcctg}\lambda + \int_{\lambda_0}^{\lambda} f_0 \operatorname{arcctg}\lambda\, d\lambda - \operatorname{arcctg}\lambda \int_{\lambda_0}^{\lambda} f_0 d\lambda, \tag{9}$$

$$C_{10} = C_{1\infty} \tag{10}$$

где $\lambda = \operatorname{sh}\varepsilon, \lambda_0 = \operatorname{sh}\varepsilon_0, \delta = \lambda_g/\lambda_p, \gamma = t_s - 1$ – безразмерный параметр, характеризующий нагрев поверхности сфероида; $t_s = T_s/T_\infty, T_s$ – средняя температура поверхности сфероида, определяемая формулой

$$\frac{T_s}{T_\infty} = 1 + \frac{1}{4\pi c\lambda_0\lambda_g T_\infty}\int_V q_p dV, \tag{11}$$

$$D = 1 + (1-\delta)\gamma\lambda_0 \operatorname{arcctg}\lambda_0, \quad f_n = -\frac{2n+1}{2\lambda_p T_\infty}\int_{-1}^{1} c^2 q_p(\lambda^2 + x^2) P_n(x) dx,$$

$x = \cos\eta, P_n(x)$ – полиномы Лежандра [4].

В формуле (11) интегрирование ведется по всему объему частицы, а для первых приближений имеем

$$t_{g1} = \cos\eta\left(\frac{c\lambda}{a} + \Gamma(\lambda\,\mathrm{arcctg}\,\lambda - 1)\right), \tag{12}$$

$$t_{p1} = \cos\eta\left\{B\lambda + \frac{3(1-\lambda\,\mathrm{arcctg}\,\lambda)}{4\pi c^2\lambda_p T_\infty}\int_V q_p z dV - \right.$$
$$-\lambda\int_{\lambda_0}^{\lambda} f_1(\lambda\,\mathrm{arcctg}\,\lambda - 1)d\lambda +$$
$$\left. +(\lambda\,\mathrm{arcctg}\,\lambda - 1)\int_{\lambda_0}^{\lambda} f_1\lambda d\lambda\right\}, \tag{13}$$

$$C_{11} = \cos\eta\left\{\frac{c\lambda}{a} - \frac{c(1+\lambda_0^2)}{((1+\lambda_0^2)\,\mathrm{arcctg}\,\lambda_0 - \lambda_0)a}(\lambda\,\mathrm{arcctg}\,\lambda - 1)\right\}. \tag{14}$$

Константы B и Г, входящие в выражения для полей температур вне и внутри частицы (12), (13), определяются из соответствующих граничных условий на поверхности сфероида. Учитывая, что в дальнейшем нам потребуется выражение для коэффициента Г, приведем его явный вид

$$\Gamma = -\frac{c(1-\delta)}{a\Delta} + \frac{3}{4\pi c^2\lambda_p\lambda_0 T_\infty(1+\lambda_0^2)\Delta}\int_V q_p z dV, \tag{15}$$
$$\Delta = (1-\delta)\mathrm{arcctg}\,\lambda_0 + \frac{\delta\lambda_0}{1+\lambda_0^2} - \frac{1}{\lambda_0}.$$

Определение силы и скорости термо-, фото- и диффузиофореза. Общее решение уравнений гидродинамики в сфероидальной системе координат, удовлетворяющих конечности при $\varepsilon \to \infty$ имеет вид

$$U_\varepsilon(\varepsilon,\eta) = \frac{U_\infty}{c\,\mathrm{ch}\,\varepsilon H_\varepsilon}\cos\eta\{\lambda A_2 + [\lambda - (1+\lambda^2)\mathrm{arcctg}\,\lambda]A_1 + c^2(1+\lambda^2)\},$$

$$U_\eta(\varepsilon,\eta) = -\frac{U_\infty}{cH_\varepsilon}\sin\eta\left\{\frac{A_2}{\lambda} + [1-\lambda\,\mathrm{arcctg}\,\lambda]A_1 + c^2\lambda\right\}, \tag{16}$$

$$P_g(\varepsilon,\eta) = P_\infty + c\frac{\mu_g U_\infty}{H_\varepsilon^4}x(x^2+\lambda^2)A_2.$$

Постоянные интегрирования A_1, A_2 определяются из граничных условий на поверхности сфероида, в частности,

$$A_2 = -\frac{2c^2}{\lambda_0 + (1-\lambda_0^2)\mathrm{arcctg}\,\lambda_0} +$$

$$+2K_{TS}\frac{c\nu_g}{U_\infty t_s}\cdot\frac{|\nabla T_g|_\infty}{T_\infty}\cdot\frac{\lambda_0 - (1+\lambda_0^2)\,\mathrm{arcctg}\,\lambda_0}{\lambda_0 + (1-\lambda_0^2)\mathrm{arcctg}\,\lambda_0}\times$$

$$\times\left(\frac{3a(1-\lambda_0\,\mathrm{arcctg}\,\lambda_0)}{4\pi c^2\lambda_0\lambda_p T_\infty(1+\lambda_0^2)\Delta}\int_V q_p z dV + c\delta\right) +$$

$$+ 2K_{DS}D_{12}\frac{c^2|\nabla C_1|_\infty}{U_\infty(\lambda_0 + (1-\lambda_0^2)\mathrm{arcctg}\,\lambda_0)}\ . \tag{17}$$

Общая сила, действующая на сфероид, определяется интегрированием тензора напряжений по поверхности аэрозольной частицы [2] и имеет вид

$$F_z = -4\pi\frac{\mu_g U_\infty}{c}A_2\,. \tag{18}$$

С учетом коэффициента A_2 видим, что общая сила, действующая на твердую крупную аэрозольную частицу сфероидальной формы при малых относительных перепадах температуры в ее окрестности, будет аддитивно складываться из силы вязкого сопротивления среды F_μ, термо-, фотофоретической силы F_{ph}, пропорциональной дипольному моменту плотности тепловых источников, неоднородно распределенных в объеме частицы, и диффузиофоретической силы F_{dh}

$$F = F_\mu + F_{ph} + F_{dh}, \tag{19}$$

$$F_\mu = 8\pi\mu_g U_\infty\frac{c}{\lambda_0 + (1-\lambda_0^2)\mathrm{arcctg}\,\lambda_0},$$

$$F_{ph} = -8\pi K_{TS}\frac{\mu_g\nu_g}{t_s}\cdot\frac{|\nabla T_g|_\infty}{T_\infty}\cdot\frac{\lambda_0 - (1+\lambda_0^2)\mathrm{arcctg}\,\lambda_0}{\lambda_0 + (1-\lambda_0^2)\mathrm{arcctg}\,\lambda_0}\cdot\frac{c\delta}{(1+\lambda_0^2)\Delta}\times$$

$$\times\left(1 - \frac{3a(\lambda_0\mathrm{arcctg}\,\lambda_0 - 1)}{4\pi c^3\lambda_0\lambda_g T_\infty}\int_V q_p z dV\right),$$

$$F_{dh} = -8\pi K_{DS} D_{12} \mu_g \frac{c|\nabla C_1|_\infty}{\lambda_0 + (1-\lambda_0^2)\operatorname{arcctg}\lambda_0}\,. \tag{20}$$

Приравнивая общую силу к нулю, получаем выражение для величины скорости упорядоченного движения сфероидальной частицы

$$U = -\frac{b}{a} K_{TS} \frac{\nu_g}{t_s} \cdot \frac{|\nabla T_g|_\infty}{T_\infty} \cdot \frac{\delta(1-(\lambda_0+\lambda_0^{-1})\operatorname{arcctg}\lambda_0)}{\Delta\sqrt{1+\lambda_0^2}} \times$$

$$\times \left(1 - \frac{3a(\lambda_0 \operatorname{arcctg}\lambda_0 - 1)}{4\pi c^3 \lambda_0 \lambda_g T_\infty} \int_V q_p z dV\right) - K_{DS} D_{12} |\nabla C_1|_\infty\,. \tag{21}$$

Чтобы получить силу и скорость термо-, фото- и диффузиофореза для вытянутого сфероида, необходимо заменить в (20), (21) λ на $i\lambda$, c – на $-ic$ (i – мнимая единица).

Анализ полученных результатов. Если не учитывать влияние внутренних источников тепла, (21) примет вид

$$U = -\frac{b}{a} K_{TS} \frac{\nu_g}{t_s} \cdot \frac{|\nabla T_g|_\infty}{T_\infty} \cdot \frac{\delta(1-(\lambda_0+\lambda_0^{-1})\operatorname{arcctg}\lambda_0)}{\Delta\sqrt{1+\lambda_0^2}} - K_{DS} D_{12} |\nabla C_1|_\infty\,,$$

что совпадает с результатами, приведенными в [5].

В случае сферы формула (21) переходит в выражение для термо-, фото- и диффузиофоретической скорости твердой сферической частицы радиусом R, учитывающее влияние внутренних источников тепла [2, 3]:

$$U(a=b=R) = -K_{TS} \frac{\nu_g}{t_s} \cdot \frac{|\nabla T_g|_\infty}{T_\infty} \cdot \frac{2\delta}{1+2\delta} \left(1 + \frac{1}{4\pi R^2 \lambda_g T_\infty} \int_V q_p z dV\right) -$$

$$- K_{DS} D_{12} |\nabla C_1|_\infty\,. \tag{22}$$

Чтобы оценить, каков вклад внутреннего тепловыделения (неоднородного распределения плотности тепловых источников в объеме частицы) в скорость термо-, фото- и диффузиофореза твердой крупной аэрозольной частицы сфероидальной формы, необходимо конкретизировать природу тепловых источников. В качестве примера рассмотрим наиболее простой случай, когда частица поглощает излучение как черное тело, т.е. нагрев частицы происходит в тонком слое толщиной $\delta\varepsilon \ll \varepsilon_0$. При этом плотность тепловых источников внутри слоя толщиной $\delta\varepsilon$ определяется с помощью формулы [6]

$$q_p = \begin{cases} -\dfrac{\operatorname{ch}\varepsilon\cos\eta}{c(\operatorname{ch}^2\varepsilon - \sin^2\eta)\delta\varepsilon} I_0, & \frac{\pi}{2} \le \eta \le \pi, \quad \varepsilon_0 - \delta\varepsilon \le \varepsilon \le \varepsilon_0, \\ 0, \quad 0 \le \eta \le \frac{\pi}{2} \end{cases} \tag{23}$$

где I_0 – интенсивность падающего излучения.

В выражение для скорости входит интеграл $\int\limits_V q_p z dV$. Подставляя в него (23) и учитывая, что $\delta\varepsilon \ll \varepsilon_0$ после интегрирования, получим

$$\int\limits_V q_p z dV = -\frac{2}{3}\pi c^3 I_0 \lambda_0^3 \left(1 + \frac{1}{\lambda_0^2}\right). \tag{24}$$

С учетом (24), выражение (21) примет вид

$$U = -\frac{b}{a} K_{TS} \frac{\nu_g}{t_s} \cdot \frac{|\nabla T_g|_\infty}{T_\infty} \cdot \frac{\delta(1 - (\lambda_0 + \lambda_0^{-1})\operatorname{arcctg}\lambda_0)}{\sqrt{1+\lambda_0^2}\,\Delta} \times$$
$$\times \left(1 + \frac{a I_0 (1+\lambda_0^2)(\lambda_0 \operatorname{arcctg}\lambda_0 - 1)}{2\lambda_g T_\infty}\right) - K_{DS} D_{12} |\nabla C_1|_\infty . \tag{25}$$

В случае сферы выражение (25) примет вид

$$U(a=b=R) = -K_{TS}\frac{\nu_g}{t_s} \cdot \frac{|\nabla T_g|_\infty}{T_\infty} \cdot \frac{2\delta}{1+2\delta} \left(1 - \frac{I_0 R}{6\lambda_g T_\infty}\right) - K_{DS} D_{12} |\nabla C_1|_\infty .$$

Литература

1. Бретшнайдер С. Свойства газов и жидкостей. Инженерные методы расчета / С.Бретшнайдер. – М.: Химия, 1966.

2. Хаппель Дж. Гидродинамика при малых числах Рейнольдса / Дж.Хаппель, Г.Бреннер. – М.: Мир, 1960.

3. Ландау Л.Д. Гидродинамика / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. – М.: Наука, 1986.

4. Камке Э. Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям / Э.Камке. – М.: Наука,1976.

5. Leong K.H. Thermophoresis and diffusiophoresis of large aerosolparticles of different shapes // Journal of Aerosol Seience. – 1984. – 15;4. – P.511-517.

6. Борен К. Поглощение и рассеяние света малыми частицами / К.Борен, Д.Хафмен. – М.: Мир,1986.

7. Яламов Ю.И., Метелкин Е.В. О движении аэрозольной частицы в неоднородно нагретой бинарной газовой смеси в гидродинамическом режиме // Журнал физической химии. – 1972. – XLVI;10. – С. 2639-2643.

TERMO-, PHOTO- AND DIFFUSIOPHORESIS OF THE SOLID AEROSOL PARTICLE OF SPHEROIDAL FORM

N.V.Malai , N.N.Mironova

Belgorod State University,

Studencheskaya St.,14, Belgorod, 308007, Russia e-mail: malay@bsu.edu.ru

At the Stokes approach, theoretical description of termo-, photo- and diffusiophoresis motions of spheroidal aerosol particle which has the distributed heat source in it. It is supposed that the average temperature of the particle surface slightly differs from the temperature of its gaseous environment. On the basis of the solution of gas dynamics equations, analytic expressions of the acting force and also the velocity of termo-, photo- and diffusiophoresis are obtained.

Key words: photophoresis, diffusiophoresis, termophoresis, aerosol particle, spheroid.