УДК 532.72

ВЛИЯНИЕ ДВИЖЕНИЯ СРЕДЫ НА ТЕРМОДИФФУЗИОФОТОФОРЕЗ КРУПНЫХ ТВЁРДЫХ АЭРОЗОЛЬНЫХ ЧАСТИЦ СФЕРИЧЕСКОЙ ФОРМЫ В ВЯЗКИХ ГАЗООБРАЗНЫХ СРЕДАХ[3)]

Н.В. Малай*), Е.Р. Щукин)**

*)Белгородский государственный университет
ул.Победы, 85, г.Белгород, Россия, 308015, e-mail: malay@bsu.edu.ru
**)Институт высоких температур РАН
г.Москва, e-mail: evgrom@yandex.ru

В приближении Стокса проведено теоретическое описание стационарного движения крупной твёрдой аэрозольной частицы сферической формы во внешних полях градиентов температуры и концентраций, на которую падает мощное электромагнитное излучение в бинарной газовой смеси. Предполагается, что средняя температура поверхности частицы незначительно отличается от температуры окружающей её газообразной среды. В процессе решения газодинамических уравнений получены аналитические выражения для силы и скорости термо-, диффузио- и фотофореза с учётом влияния движения среды.

Ключевые слова: термофорез, диффузиофорез, фотофорез.

1. Введение. В одно- и многокомпонентных газах с неоднородным распределением температуры и концентраций возникает упорядоченное движение частиц, обусловленное действием сил молекулярного происхождения. Их появление вызвано передачей нескомпенсированного импульса частицам молекулами газообразной среды. Движение частиц относительно центра инерции неоднородной по составу газовой смеси при наличии градиентов относительных концентраций её компонентов называется диффузиофоретическим [1,2]. Скорость, которую приобретают частицы, когда сила вязкого сопротивления среды уравновешивает диффузиофоретическую, называют скоростью диффузиофореза. Термофоретическое движение частиц возникает во внешнем поле градиента температуры относительно неподвижного газа. Под действием термофоретической силы и силы вязкого сопротивления среды частицы приобретают постоянную скорость термофореза [1,2]. Неоднородное распределение температуры в объёме частицы может возникнуть при её нагреве или охлаждении источниками или стоками тепла, появление которых может быть обусловлено, например, поглощением электромагнитного излучения. В литературе такое движение частиц в газе называют фотофорезом [3,4]. Если на движение частиц одновременно оказывают влияние все выше перечисленные факторы, то возникает комбинированное движение, которое называется термодиффузиофотофоретическим. В опубликованных до настоящего времени работах по теории термодиффузиофотофореза крупных твёрдых частиц сферической формы при малых относительных перепадах температуры не учитывалось движение среды, т.е. пренебрегалось влияние конвективных членов в уравнениях теплопроводности и диффузии на термодиффузиофотофорез. В данной работе проводится оценка этого влияния.

[3]Работа выполнена в рамках ФЦП ГК № 02.740.11.0545

Постановка задачи. Рассмотрим сферическую частицу радиуса R, взвешенную в неоднородной по температуре и концентрации бинарной вязкой газовой смеси с температурой T_∞, плотностью ρ_∞ и вязкостью μ_∞. Радиус частицы значительно больше обеих средних длин свободного пробега молекул компонент внешней смеси $\lambda_{1e}/R \ll 1$, $\lambda_{2e}/R \ll 1$.

Частицы, у которых $\lambda/R \ll 1$ (число Кнудсена много меньше единицы), называются крупными. Внутри частицы действуют неравномерно распределенные источники тепла плотностью q_i, за счёт которых средняя температура поверхности частицы отличается от температуры газовой смеси вдали от неё. Здесь и далее индексы "e" и "i" относятся к газообразной среде и частице, соответственно индексом "∞" обозначены значения физических величин, характеризующие газ вдали от частицы, а индексом "s" – значения физических величин, взятых при средней температуре поверхности частицы, равной T_S.

Нагрев поверхности может быть обусловлен многими факторами, например, протеканием объёмной химической реакции; процессом радиоактивного распада вещества частицы; поглощением электромагнитного излучения и т.д. В частности, в случае электромагнитного излучения ситуация выглядит следующим образом. На частицу падает электромагнитное излучение интенсивностью I_0 произвольной фиксированной длины волны λ_0 и произвольной поляризации. Взаимодействие излучения с газом носит нерезонансный характер. Энергия электромагнитного излучения, поглощаясь в объёме частицы, превращается в тепловую энергию. Локальное распределение возникающих таким образом источников тепла может быть описано некоторой функцией источников q_i. Тепло распространяется в объёме частицы за счёт теплопроводности и передается с поверхности частицы в окружающую газообразную среду за счёт излучения и взаимодействия с молекулами окружающего газа. Обмен энергией и импульсом поверхности частицы и окружающего газа приводит к возникновению фотофоретической силы. Использование строгой электродинамической теории позволяет рассчитать функцию источников тепла в объёме частицы при заданных значениях длины волны, интенсивности излучения, размеров частицы и её комплексного показателя преломления [5,6].

При макроскопическом рассмотрении объёмная плотность источников тепла равняется взятой с обратным знаком дивергенции вектора плотности потока излучения $\mathbf{I_0}$ (вектора Умова-Пойтинга):

$$q_i(\mathbf{r}) = -(\nabla\,\mathbf{I_0})\,, \quad \mathbf{I_0} = \frac{c}{4\pi}\mathrm{Re}\big[\mathbf{E},\mathbf{H}\big]\,,$$

где $\mathbf{E},\mathbf{H}$ – векторы напряжённости электрического и магнитного полей внутри частицы, которые описываются уравнениями Максвелла,

$$\big[\nabla,\mathbf{E}\big] = ik\mathbf{H}\,, \quad \big[\nabla,\mathbf{H}\big] = -im^2k\mathbf{E}\,.$$

Здесь $k = 2\pi/\lambda_0$ – волновое число, $m = n + id$ – комплексный показатель преломления вещества частицы.

В результате функция источников принимает вид [7]

$$q_i(\mathbf{r}) = 2\,n\,k\,d\,I_0\,B(\mathbf{r})\,,$$

где $B(\mathbf{r}) = \big|\mathbf{E}(\mathbf{r})\big|^2/E_0^2$ – безразмерная функция, описывающая распределение электрического поля в объёме частицы, E_0 – модуль напряжённости электрического поля падающей волны. Функция $B(\mathbf{r})$ может быть рассчитана на основе строгой электродинамической теории Ми [5,6]. Решению этой задачи посвящено много работ, например, [5,6,7]. Их результаты позволяют заключить, что распределение электромагнитного излучения в объёме частицы сложным образом зависит от её оптических свойств (комплексного показателя преломления) и отношения её размера к длине волны падающего излучения (дифракционного параметра $\rho_0 = 2\pi R/\lambda_0$).

При описании термодиффузиофотофореза предполагается, что относительный перепад температуры мал, т.е. $(T_S - T_\infty)/T_\infty \ll 1$. При выполнении этого условия коэффициенты теплопроводности, динамической и кинематической вязкости можно считать постоянными величинами. Будем также предполагать, что среднее расстояние между частицами значительно больше их собственного (в силу этого взаимодействием между частицами, а именно – их взаимным гидродинамическим, тепловым и диффузионным влиянием, можно пренебречь), и с помощью внешних источников в бинарной газовой смеси поддерживается малый постоянный градиент температуры ∇T и относительных концентраций первого и второго компонентов бинарной газовой смеси ∇C_{1e} и ∇C_{2e}.

При теоретическом описании термодиффузиофотофореза будем считать, что, в силу малости времён тепловой и диффузионной релаксации, процессы тепло- и массопереноса в системе частица-газ протекают квазистационарно; движение частицы происходит при малых числах Пекле и Рейнольдса, и она образована однородным и изотропным по своим свойствам веществом. Задача решается гидродинамическим методом, т.е. решаются уравнения газовой динамики с соответствующими граничными условиями .

Термодиффузиофотофорез удобно описывать в сферической системе координат r, θ, φ, начало которой жёстко связано с мгновенным положением центра масс частицы. Полярная ось $z = r\cos\theta$ направлена в сторону градиентов ∇T и ∇C_{1e}. Частица движется с постоянной скоростью $\mathbf{U}$ в отрицательном направлении оси OZ. Распределения скорости и давления должны быть симметричными относительно оси, проходящей через центр частицы, и параллельны вектору скорости $\mathbf{U}$. В рамках сформулированных допущений, распределения массовой скорости $\mathbf{U_e}$, давления P_e, температур T_e, T_i и относительной концентрации первого компонента C_{1e} описываются следующей системой уравнений [8,9]:

$$\mu_e \triangle \mathbf{U_e} = \nabla P_e, \ \ \mathrm{div}\mathbf{U_e} = 0, \tag{1}$$

$$\rho_e\, c_{pe}\big(\mathbf{U_e}\nabla\big)\,T_e = \lambda_e \triangle T_e, \quad \triangle T_e = -\,q_i, \tag{2}$$

$$\big(\mathbf{U_e}\nabla\big)\,C_{1e} = D_{12}\triangle\,C_{1e}\,. \tag{3}$$

Система газодинамических уравнений (1) - (3) решалась со следующими граничными условиями в сферической системе координат r, θ, φ [8]:

$$r = R, \quad U_r^e = -U\cos\theta, \quad U_\theta^e = U\sin\theta - K_{TS}\frac{\nu_e}{R\,T_e}\frac{\partial T_e}{\partial\theta} - K_{DS}\frac{D_{12}}{R}\frac{\partial C_{1e}}{\partial\theta},$$

$$T_e = T_i, \qquad -\lambda_e\frac{\partial T_e}{\partial r} + \lambda_i\frac{\partial T_i}{\partial r} = 0, \qquad \frac{\partial C_{1e}}{\partial r} = 0,$$

$$r \to \infty, \quad \mathbf{U_e} \to 0, \quad P_e \to P_{e\infty}, \quad T_e \to T_{e\infty} + |\nabla T|\,r\cos\theta,$$

$$C_{1e} \to C_{1e\infty} + |\nabla C_{1e}|\,r\cos\theta,$$

$$r \to 0, \qquad T_i \neq \infty.$$

Здесь U_r^e и U_θ^e – радиальная и касательная компоненты массовой скорости $\mathbf{U_e}$; $\rho_e = \rho_{1e}+\rho_{2e}$, $\rho_{1e} = n_{1e}m_1$, $\rho_{2e} = n_{2e}m_2$, n_{1e}, m_1 и n_{2e}, m_2 – концентрация и масса первого и второго компонентов бинарной газовой смеси; $U = |\mathbf{U}|$, c_{pe}, λ_e, μ_e, ν_e, D_{12} – удельная теплоёмкость при постоянном давлении и коэффициенты теплопроводности, динамической и кинематической вязкости и диффузии соответственно; K_{TS} и K_{DS} – коэффициенты теплового и диффузионного скольжений, зависящие от коэффициентов аккомодации тангенциального импульса и энергии. Последние определяются методами кинетической теории газов и могут быть взяты из [10,11]. Эти коэффициенты, в известном смысле, характеризуют степень взаимодействия молекул газа с поверхностью частицы. При коэффициентах аккомодации тангенциального импульса и энергии, близких к единице, они равны $K_{TS} = 1.161$ и $K_{DS} = 0.277$ соответственно. Уравнение конвективной диффузии (3) позволяет дать полное решение задачи о распределении концентраций в системе частица-внешняя среда, в силу соотношения $C_{1e} + C_{2e} = 1$. Здесь $C_{1e} = n_{1e}/n_e$, $C_{2e} = n_{2e}/n_e$.

Определяющими параметрами нашей задачи являются постоянные величины c_{pe}, λ_e, μ_e, ν_e, D_{12} и значения R, $|\nabla T|$, $|\nabla C_{1e}|$, $T_{e\infty}$ и U. Из этих параметров можно составить четыре безразмерные комбинации: $\varepsilon = R\,|\nabla T| \ll 1$, $\varepsilon_1 = R\,|\nabla C_{1e}| \ll 1$ и числа Рейнольдса и Пекле. Для чистого термофореза характерная скорость U по порядку величины равна $U \sim (\mu_e/\rho_e T_{e\infty})|\nabla T|$, а чистого диффузиофореза – $U \sim D_{12}|\nabla C_{1e}|$. С учётом этого мы можем вести разложение всех физических величин по одному малому параметру ε. Малый параметр ε_1 выражается через ε. Число Рейнольдса, вычисленное по характерной скорости чистого термофореза, совпадает с этим малым параметром. Это ещё раз подтверждает правильность разложения по малому параметру ε.

Обезразмерим уравнения и граничные условия, вводя безразмерные координату, скорость и температуру следующим образом: $y_k = x_k/R$, $t = T/T_{e\infty}$, $\mathbf{V}_e = \mathbf{U}_e/U$. Здесь в качестве единиц измерения выбраны: расстояние – радиус частицы R, температура – $T_{e\infty}$ и скорость – U.

При нахождении термодиффузиофотофоретической силы и скорости ограничимся поправками первого порядка малости по ε. Чтобы их найти, нужно знать поля: температур вне и внутри частицы, относительной концентрации первой компоненты бинарной газовой смеси, массовой скорости и давления. Решая уравнения газовой динамики методом теории возмущений, получаем соответственно нулевые и первые члены этих разложений:

$$t_e(y,\theta) = t_{e0}(y) + \varepsilon \cdot t_{e1}(y,\theta), \quad t_i(y,\theta) = t_{i0}(y) + \varepsilon \cdot t_{i1}(y,\theta),$$

$$C_{1e}(y,\theta) = C_{e10}(y) + \varepsilon \cdot C_{e11}(y,\theta),$$

$$\mathbf{V_e}(y,\theta) = \mathbf{V_e}^{(0)} + \varepsilon \mathbf{V_e}^{(1)}, \quad P_e(y,\theta) = P_e^{(0)} + \varepsilon P_e^{(1)}.$$

Здесь

$$t_{e0} = 1 + \frac{\Gamma_0}{y}, \;\; t_{i0} = B_0 + \frac{C_0}{y} + \int\limits_1^y \frac{\psi_0}{y} dy - \frac{1}{y}\int\limits_1^y \psi_0 dy,$$

$$C_{e10} = C_{1e\infty} + \frac{M_0}{y}, \; C_0 = \frac{R^2 J_0}{3\lambda_i T_{e\infty}},$$

$$\psi_n = -\frac{2n+1}{2}\,\frac{y^2 R^2}{\lambda_i T_{e\infty}} \int\limits_{-1}^{+1} q_i(r,\theta)\, P_n(\cos\theta)\, d(\cos\theta),$$

$$U_r^e(y,\theta) = U\ \cos\theta\left(\frac{A_2}{y}+\frac{A_1}{y^3}\right),\quad U_\theta^e(y,\theta) = -U\ \sin\theta\left(\frac{A_2}{2y}-\frac{A_1}{2y^3}\right),$$

$$V=\frac{4}{3}\pi R^3,\quad M_1=\frac{\omega_3}{2},$$

$$t_{i1}=\cos\theta\left\{B_1 y+\frac{C_1}{y^2}+\frac{1}{3}\left[y\int\limits_1^y\frac{\psi_1}{y^2}dy-\frac{1}{y^2}\int\limits_1^y\psi_1 y dy\right]\right\},\quad M_0=0,$$

$$\omega_1=\Gamma_0\,\mathrm{Pr},\quad J_0=\frac{1}{V}\int q_i dV,\ \ C_1=\frac{RJ_1}{3\lambda_i T_{e\infty}},$$

$$\omega_2=\frac{\mu_e M_0}{D_{12}\rho_e},\quad \omega_3=\frac{\mu_e}{D_{12}\rho_e},\quad z=\cos\theta,\quad J_1=\frac{1}{V}\int q_i z dV,$$

$$t_{e1}=\cos\theta\left\{y+\frac{\Gamma_1}{y^2}+\omega_1\left(-\frac{A_1}{4y^3}+\frac{A_2}{2y}\right)\right\},\quad P_e(y,\theta)=P_{e\infty}+\frac{\mu_e U}{R y^2}\cos\theta\, A_2,$$

$$C_{e1}=\cos\theta\left\{\omega_3 y+\frac{M_1}{y^2}+\omega_2\left(-\frac{A_1}{4y^3}+\frac{A_2}{2y}\right)\right\},\ \Gamma_0=t_S-1,\ \ t_S=T_S/T_{e\infty},$$

$\int q_i z dV$ – дипольный момент плотности тепловых источников. Интегрирование ведется по всему объёму частицы.

Постоянные интегрирования, входящие в выражения для полей температур, относительных концентраций, массовой скорости и давления, определяются из граничных условий на поверхности частицы. В частности, для коэффициента A_2 имеем

$$A_2=-\frac{3}{2}-\frac{\varepsilon}{U}\left\{K_{TS}\frac{\nu_e}{Rt_S\delta}\left[\frac{RJ_1}{\lambda_i T_{e\infty}}+3\frac{\lambda_e}{\lambda_i}-\frac{5\omega_1}{8}\frac{\lambda_e}{\lambda_i}\right]+\ \frac{3}{2}K_{DS}\,\omega_3\ \frac{D_{12}}{R}\right\},$$

$$\delta=1+2\frac{\lambda_e}{\lambda_i}\ .$$

Средняя температура поверхности частицы T_S определяется из следующего выражения:

$$T_S=T_{e\infty}+\frac{1}{4\pi R\lambda_e}\int\limits_V q_i\,dV.$$

Сила, действующая на частицу, определяется интегрированием тензора напряжений по её поверхности и в сферической системе координат находится по формуле [8,9]

$$\mathbf{F}_z=4\pi R\mu_e\,U\,A_2\mathbf{n}_z\,. \tag{4}$$

Подставляя в (4) коэффициент A_2, видим, что сила, действующая на крупную твёрдую частицу сферической формы при малых относительных перепадах температуры в её окрестности, будет складываться из силы вязкого сопротивления среды $\mathbf{F}_\mu$, термофоретической силы $\mathbf{F}_{th}$, фотофоретической силы $\mathbf{F}_{ph}$, диффузиофоретической силы $\mathbf{F}_{dh}$ и силы, обусловленной движением среды $\mathbf{F}_{mh}$ (учёт конвективных членов в уравнении теплопроводности и диффузии):

$$\mathbf{F}_z=\mathbf{F}_\mu+\mathbf{F}_{th}+\mathbf{F}_{ph}+\mathbf{F}_{dh}+\mathbf{F}_{mh}\,. \tag{5}$$

Здесь

$$\mathbf{F}_\mu = -6\pi\, R\,\mu_e\, U\,\mathbf{n}_z\,, \quad \mathbf{F}_{th} = -6\pi\, R\,\mu_e\, f_{th}\,\frac{|\nabla T|}{T_{e\infty}}\,\mathbf{n}_z\,,$$

$$\mathbf{F}_{ph} = -6\pi\, R\,\mu_e\, f_{ph}\, J_1\,\mathbf{n}_z\,, \quad \mathbf{F}_{dh} = -6\pi\, R\,\mu_e\, f_{dh}\,|\nabla C_{1e}|\,\mathbf{n}_z\,,$$

$$\mathbf{F}_{mh} = -6\pi\, R\,\mu_e\, f_{mh}\,\mathbf{n}_z\,.$$

Выражения f_{th}, f_{ph}, f_{dh} и f_{mh} имеют следующий вид:

$$f_{th} = 2\,K_{TS}\,\frac{\nu_e}{\delta\, t_S}\frac{\lambda_e}{\lambda_i}\,, \quad f_{ph} = K_{TS}\,\frac{\nu_e}{\delta\, t_S}\frac{2\,R}{3\,\lambda_i T_{e\infty}}\,,$$

$$f_{mh} = -K_{TS}\,\frac{\nu_e}{\delta\, t_S}\frac{5\omega_1}{12}\frac{\lambda_e}{\lambda_i}\,, \quad f_{dh} = K_{DS}\,D_{12}\,.$$

Приравнивая общую силу $\mathbf{F}_z$ к нулю, получаем общее выражение для скорости термодиффузиофотофореза

$$\mathbf{U} = \mathbf{U}_{th} + \mathbf{U}_{ph} + \mathbf{U}_{dh} + \mathbf{U}_{mh}, \tag{6}$$

где

$$\mathbf{U}_{th} = -2\,K_{TS}\,\frac{\nu_e}{\delta\, t_S}\frac{\lambda_e}{\lambda_i}\frac{|\nabla T|}{T_{e\infty}}\,\mathbf{n}_z\,, \quad \mathbf{U}_{ph} = -2\,K_{TS}\,\frac{\nu_e}{\delta\, t_S}\frac{R\,J_1}{3\,\lambda_i T_{e\infty}}\,\mathbf{n}_z\,,$$

$$\mathbf{U}_{dh} = -K_{DS}\,D_{12}\,|\nabla C_{1e}|\,\mathbf{n}_z\,, \quad \mathbf{U}_{mh} = K_{TS}\,\frac{\nu_e}{\delta\, t_S}\frac{5\omega_1}{12}\frac{\lambda_e}{\lambda_i}\,\mathbf{n}_z\,.$$

Выражения (4) и (6) позволяют оценивать общую силу, действующую на крупную твердую частицу сферической формы, и общую скорость движения в бинарной газовой смеси во внешних заданных полях градиентов температуры и концентраций, внутри которой действуют неравномерно распределенные в её объёме тепловые источники с учетом движения среды.

Из формул (4) и (6) видим, что движение среды не вносит вклад в диффузиофорез. Конвективные члены в уравнении диффузии не влияют на движение твёрдой частицы в поле градиента концентрации. Это может иметь большое значение в практических приложениях, например, при описании движения аэрозольных частиц в диффузионных полях. Чтобы конвективные члены влияли на диффузиофорез (коэффициент $M_0 \neq 0$), необходимо изменить граничные условия для диффузионной части. Это можно сделать разными способами. Например, рассматривать движение не твёрдой частицы, а испаряющейся капли. Движение среды вносит вклад как в термофорез, так и фотофорез, и он отрицателен. Этот вклад пропорционален коэффициенту $\omega_1 = \Gamma_0\,\mathrm{Pr}$, где $\Gamma_0 = (4\pi R\lambda_e T_{e\infty})^{-1}\int\limits_V q_1\,dV$, т.е. произведению числа Прандтля на среднюю температуру поверхности частицы. Число Прандтля для большинства газов порядка единицы. Поскольку задача решается при малых относительных перепадах температуры, то вклад движения может составить не более $10-12$ процентов. Кроме того, если внутри частицы нет источников (стоков) тепла ($q_i = 0$), то движение среды (учет конвективных членов в уравнении теплопроводности) не вносит вклада в термофорез.

Чтобы оценить, какой вклад в силу и скорость термо- и фотофореза оказывает влияние движения среды (учёт конвективных членов в уравнении теплопроводности), необходимо конкретизировать природу тепловых источников. В этом случае выражения для J_0 и J_1 находятся в явном виде. В настоящее время достаточно хорошо разработаны численные методы, позволяющие решить задачу Ми внутри частицы (см. введение статьи), либо рассматривают наиболее простой случай, когда частица поглощает излучение как чёрное тело [5]. В этом случае поглощение происходит в тонком слое толщиной $\delta R \ll R$, прилегающем к нагреваемой части поверхности частицы. При этом плотность тепловых источников внутри слоя толщиной δR определяется с помощью формулы

$$q_i = \begin{cases} -\dfrac{I_0}{\delta R}\cos\theta, \quad \dfrac{\pi}{2} \le \theta \le \pi, \quad R - \delta R \le r \le R, \\ 0, \quad 0 \le \theta \le \frac{\pi}{2} \end{cases}$$

где I_0 – интенсивность падающего излучения.

В этом случае интегралы легко считаются

$$\int\limits_V q_i dV = \pi R^2 I_0 , \quad \int\limits_V q_i z dV = -\frac{2}{3}\pi R^3 I_0 ,$$

и можно оценить влияние движения среды на термо- и фотофорез крупных твёрдых аэрозольных частиц сферической формы.

Литература

1. Галоян В.С. Динамика капель в неоднородных вязких средах / В.С. Галоян, Ю.И. Яламов. – Ереван: Луйс,1985. – 208 с.

2. Вальтберг А.Ю. Теоретические основы охраны атмосферного воздуха от загрязнения промышленными аэрозолями / А.Ю. Вальтберг, П.М. Исянов, Ю.И. Яламов. – СП.: Ниигоз-фильтр,1993. – 236 с.

3. Ehrenhaft F Die photophorese // Physik. Zeitschr. – 1917. – 17. – S.353-358.

4. Щукин Е.Р. Избранные вопросы физики аэрозолей: Учеб. пособие для студ. и асп. / Е.Р. Щукин, Ю.И. Яламов, З.Л. Шулиманова. – М.: МПУ,1992. – 298 с.

5. Борен К. Поглощение и рассеяние света малыми частицами / К. Борен, Д. Хафмен. – М.: МИР, 1986. – 660 с.

6. Пришивалко А.П. Распределение энергии внутри светорассеивающих частиц / А.П. Пришивалко, Л.Г. Астафьева. – Минск, 1974. – 288 с.

7. Ковалев Ф.Д. Экспериментальное исследование фотофореза в газах: дис. канд. физ.-мат. наук / Ф.Д. Ковалев. – Урал. гос. ун-т, 2003. – 133 с.

8. Ландау Л.Д. Гидродинамика / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. – М.: Наука,1986. – 736 с.

9. Хаппель Дж. Гидродинамика при малых числах Рейнольдса // Дж.Хаппель, Г. Бреннер. – М.: Мир, 1960. – 630 с.

10. Яламов Ю.И., Юшканов А.А. Диффузионное скольжение бинарной газовой смеси вдоль искривленной поверхности // ДАН СССР. – 1977. – 237;2. – С.303-306.

11. Яламов Ю.И., Поддоскин А.Б., Юшканов А.А. О граничных условиях при обтекании неоднородно нагретым газом сферической поверхности малой кривизны // ДАН СССР. – 1980. – 254;2. – С.1047-1050.

INFLUENCE OF MEDIUM MOVEMENT ON THERMAL DIFFUSION PHORESIS OF LARGE HARD SPRAY PARTICLES OF SPHERICAL FORM IN VISCOUS GAS MEDIA

N.V. Malay*), E.R. Shchukin)**

*)Belgorod State University
Pobedy St., 85, Belgorod, Russia, 308015, e-mail: malay@bsu.edu.ru ,
**)Institute of High Temperature RAS
Moscow, e-mail: evgrom@yandex.ru

It is proposed theoretical description of the stationary movement of large hard spray particle having the spherical form. It is done at the Stokes approximation when temperature and concentration gradients take place. Besides, it takes into account that the power electromagnetic irradiation acts in the binary gas mixture. It is supposed that the average temperature of particle surface differs negligibly from the temperature of surrounding gas medium. During the solving of the equation system of gas dynamics analytic expressions of the force and the velocity of thermal-, diffusion- and photophoresis are obtained with the account of the medium movement influence.

Key words: thermal phoresis, diffusiophoresis, photophoresis.