

Фотофорез умеренно крупной высоковязкой капли в режиме со скольжением с учетом термодиффузионных и стефановских эффектов

Малай Н. В. , Сохань П. В. , Шостак Ю. И. 

Белгородский государственный национальный исследовательский университет,
Россия, 308015, г. Белгород, ул. Победы, 85
malay@bsu.edu.ru, sokhanp95@gmail.com, juliashostak@mail.ru


Аннотация. В квазистационарном приближении при малых числах Рейнольдса и Пекле проведено теоретическое описание фотофоретического движения умеренно крупной испаряющейся высоковязкой капли сферической формы (отсутствуют циркуляция вещества внутри капли и силы межфазного поверхностного натяжения) в вязкой бинарной газовой смеси с фазовым переходом одного из компонентов на поверхности конденсированной фазы. В граничных условиях на поверхности капли учитывались линейные поправки по числу Кнудсена (изотермическое, тепловое и диффузионное скольжения, скачков температуры и концентрации, а так же скольжение, возникающее из-за неоднородности температуры вдоль искривленной поверхности частицы), реактивный эффект и вклад прямого влияния коэффициента испарения с учетом термодиффузионных и стефановских эффектов.

Ключевые слова: фотофорез испаряющихся капель, движение капель в поле электромагнитного излучения, тепло- и массоперенос

Для цитирования: Малай Н. В., Сохань П. В., Шостак Ю. И. 2024. Фотофорез умеренно крупной высоковязкой капли в режиме со скольжением с учетом термодиффузионных и стефановских эффектов. *Прикладная математика & Физика*, 56(3): 218–225. DOI 10.52575/2687-0959-2024-56-3-218-225

Original Research

Photophoresis of a Moderately Large High-Viscosity Droplet in a Sliding Mode, Taking into Account Thermodiffusion and Stephan Effects

Nikolai V. Malai , Pavel V. Sohan , Julia I. Shostak 

Belgorod National Research University,
85 Pobedy St., Belgorod, 308015, Russia
malay@bsu.edu.ru, sokhanp95@gmail.com, juliashostak@mail.ru

Abstract. A theoretical description of the photophoretic motion of a moderately large evaporating highly viscous spherical droplet (absent, circulation of matter inside the droplet and interfacial surface tension forces) in a viscous binary gas mixture with a phase transition of one of the components on the surface of the condensed phase is carried out in the quasi-stationary approximation at low Reynolds and Peckle numbers. In the boundary conditions on the droplet surface, linear corrections by the Knudsen number were taken into account (isothermal, thermal and diffusion slip, temperature and concentration jumps, as well as sliding due to temperature inhomogeneity along the curved surface of the particle), the reactive effect and the contribution of the direct influence of the evaporation coefficient taking into account thermodiffusion and Stephan effects.

Keywords: Photophoresis of Evaporating Droplets, Movement of Droplets in the Field of Electromagnetic Radiation, Heat and Mass Transfer

For citation: Malay N. V., Sokhan P. V., Shostak Yu. I. 2024. Photophoresis of a Moderately Large High-Viscosity Droplet in a Sliding Mode, Taking into Account Thermodiffusion and Stephan Effects. *Applied Mathematics & Physics*, 56(3): 218–225. (in Russian) DOI 10.52575/2687-0959-2024-56-3-218-225

1. Введение. Явление фотофореза в газе заключается в движении частиц в поле электромагнитного излучения. Находящаяся в поле направленного излучения частица поглощает электромагнитную энергию, которая преобразуется в тепло и вызывает неоднородный нагрев ее поверхности. Газ, взаимодействуя с неоднородно нагретой поверхностью, начинает двигаться вдоль поверхности в направлении возрастания температуры. Это явление называется тепловым скольжением и оно вызывает появление фотофоретической силы. Под действием этой силы капля начинает двигаться. Когда величина фотофоретической силы становится равной по величине силы вязкого сопротивления среды, капля начинает двигаться равномерно. Скорость равномерного движения капли называют фотофоретической скоростью.

В зависимости от размеров, формы поверхности частицы, оптических свойств ее материала, длины волны излучения более нагретой может оказаться как освещенная, так и теневая сторона поверхности. В связи с этим наблюдается как положительный фотофорез (движение частицы в направлении распространения излучения), так и отрицательный (движение частицы в обратном направлении).

С математической точки зрения фотофорез является сложной задачей, состоящей из электродинамической задачи (расчет характеристик поглощенного электромагнитного поля в объеме частицы), тепловой задачи (расчет температурных полей в объеме и на поверхности частицы) и газокINETической задачи (описание тепломассопереноса в газовой фазе, вычисление полей сил, давлений, скоростей и т. д.).

Несмотря на то, что это явление было открыто в начале 20 века [1], интерес к нему не ослабевает, а только растет. Открываются все новые области применения фотофореза [2]-[13]. Во-первых, это глобальная проблема борьбы с загрязнениями воздушной среды аэрозолями как искусственного, так и естественного происхождения (улавливание частиц и левитация); во-вторых, многочисленные технологические приложения требуют сведений о поведении дисперсных сред в различных условиях. Такие проблемы актуальны для химической промышленности; для всевозможных технологий, использующих процессы осаждения частиц в каналах; при проведении тонкой очистки небольших объемов газа; отборе аэрозольных проб; нанесения заданной толщины специальных покрытий. В-третьих, вопросы поведения частиц во внешних полях в условиях высокого вакуума, например, астрофизика и т. д.

2. Постановка задачи. Рассмотрим сферическую умеренно крупную ($0.01 \leq Kn \leq 0.3$, Kn – число Кнудсена [14]) высоковязкую каплю (отсутствуют циркуляция вещества внутри капли и силы межфазного поверхностного натяжения) радиуса R , взвешенную в однородной по температуре бинарной газовой смеси с температурой T_e , плотностью ρ_e , теплопроводностью λ_e , диффузией D_{12} , вязкостью μ_e и коэффициентом испарения α_0 .

Бинарная газовая смесь описывается относительными числовыми концентрациями компонентов C_1 и C_2 . Здесь $C_1 = n_1/n_e$, $C_2 = n_2/n_e$, $n_e = n_1 + n_2$ – полное количество молекул в единице объема смеси, $\rho_e = \rho_1 + \rho_2$, $\rho_1 = n_1 m_1$, $\rho_2 = n_2 m_2$, m_1, n_1 и m_2, n_2 – масса и численная концентрация молекул первого и второго компонентов смеси. Первый компонент C_1 по своему физико-химическому составу совпадает с веществом жидкой капли. Второй компонент считается основным (несущим). Здесь и далее индексы «e» и «i» будем относить к газу и капле, индексом «s» – обозначены значения физических величин, взятые при средней температуре поверхности капли T_s , а индексом «∞» – обозначены средние значения физических величин, характеризующие бинарную газовую среду вдали от капли.

Предполагается диффузионный режим испарения капли ($C_1 \ll 1$). Основное влияние на процесс тепломассопереноса в окрестности капли определяется молекулярной диффузией. Радиус капли считается неизменным (время заметного изменения радиуса капли значительно больше времени релаксации диффузионных и тепловых неоднородностей вблизи нее). При движении капля сохраняет свою сферическую форму, т. е. силы поверхностного натяжения значительно больше силы вязкого сопротивления. В силу малости времени тепловой и диффузионной релаксации процесс тепломассопереноса в системе частица-газ протекает квазистационарно, и свободной конвекцией пренебрегаем (число Грасгофа мало). Задача решается гидродинамическим методом, т. е. решаются уравнения гидродинамики и тепломассопереноса с соответствующими граничными условиями.

Задача решается в сферической системе координат ($y = r/R, \theta, \varphi$), начало которой совпадает с центром масс капли. При таком выборе системы отсчета задача сводится к анализу обтекания испаряющейся капли бесконечным плоскопараллельным потоком в положительном направлении оси Oz , скорость которого U_∞ подлежит определению ($U_\infty \parallel Oz$, $U_\infty = -U_{ph}$, U_{ph} – фотофоретическая скорость).

Распределения скоростей, давлений, температур и относительной концентрации первого компонента бинарной газовой смеси (в силу симметрии задачи) зависят только от радиальной координаты y и полярного угла θ .

Задача рассматривается при малых относительных перепадах температуры в окрестности высоковязкой капли, коэффициенты молекулярного переноса (вязкость, теплопроводность, диффузия) и плотность бинарной газовой смеси считаются постоянными. Газ рассматривать как несжимаемую среду, а сама система газодинамических уравнений распадается при этом на гидродинамическую и тепло-массопереноса.

Таким образом, решается система газодинамических уравнений (1)-(3) для среднemasсовой скорости $U_e(\mathbf{r})$, давления $P_e(\mathbf{r})$, относительной концентрации $C_1(\mathbf{r})$ и полей температур $T_e(\mathbf{r})$ и $T_i(\mathbf{r})$ вне и внутри капли с краевых условий (4)-(6) [15, 16, 17]:

$$\mu_e \Delta U_e = \nabla P_e, \quad \text{div}(\rho_e U_e) = 0, \quad (1)$$

$$\Delta T_e = 0, \quad \Delta C_1 = 0, \quad (2)$$

$$\Delta T_i = -\frac{q_i}{\lambda_i}. \quad (3)$$

На бесконечности при $y \rightarrow \infty$ и конечность физических величин, характеризующих каплю при $y \rightarrow 0$, учтены в краевых условиях (4), (5), а на граничной поверхности, т. е. при $y = 1$ справедливы краевые

условия (6)-(9)

$$\mathbf{U}_e = U_\infty \mathbf{n}_z, \quad T_e = T_\infty, \quad C_1 = C_0, \quad P_e = P_\infty, \quad U_\infty = |\mathbf{U}_\infty|, \quad (4)$$

$$T_i \neq \infty, \quad (5)$$

$$n_1 U_r^{(e)} - D_{12} \frac{n_e^2 m_2}{R \rho_e} \left(\frac{\partial C_1}{\partial y} + \frac{K_{TD}}{T_e} \frac{\partial T_e}{\partial y} \right) = \alpha_0 v n_e \left[C_{1s}^{(H)} + C_{1s}^* \delta T_i - C_1 \right], \quad (6)$$

$$n_2 U_r^{(e)} + D_{12} \frac{n_e^2 m_1}{R \rho_e} \left(\frac{\partial C_1}{\partial y} + \frac{K_{TD}}{T_e} \frac{\partial T_e}{\partial y} \right) = 0, \quad C_{1s}^{(H)} = \frac{n_{1s}^{(H)}}{n_e} \Big|_{T_i=T_s}, \quad v = \sqrt{k_B T_e / (2\pi m_1)}, \quad (7)$$

$$U_\theta^{(e)} = C_m K n \left(\frac{\partial U_\theta^{(e)}}{\partial y} + \frac{1}{y} \frac{\partial U_r^{(e)}}{\partial y} - \frac{U_\theta^{(e)}}{y} \right) + K_{TS}^{(0)} \frac{v_e}{RT_e} \left(1 + K n \beta_{RT} \right) \frac{\partial T_e}{\partial \theta} + K_{DS}^{(0)} \left(1 + K n \beta_{RC} \right) \frac{D_{12}}{R} \frac{\partial C_1}{\partial \theta}, \quad T_e - T_i = K n \left(K_T^T \frac{\partial T_e}{\partial y} + K_T^n \frac{\partial C_1}{\partial y} \right), \quad C_{1s}^* = \frac{1}{n_e} \frac{\partial n_{1s}^{(H)}}{\partial T_i} \Big|_{T_i=T_s}, \quad (8)$$

$$-\lambda_e \frac{\partial T_e}{\partial y} + \lambda_i \frac{\partial T_i}{\partial y} = -L m_1 R \alpha_0 v n_e \left[C_{1s}^{(H)} + C_{1s}^* \delta T_i - C_1 \right] - \sigma_0 \sigma_1 R (T_i^4 - T_\infty^4). \quad (9)$$

Здесь $U_r^{(e)}, U_\theta^{(e)}$ – компоненты массовой скорости \mathbf{U}_e в сферической системе координат, L – удельная теплота испарения жидкости, σ_0 – постоянная Стефана – Больцмана, Kn – число Кнудсена [], σ_1 – интегральная степень черноты, v_e – коэффициент кинематической вязкости, v – одна четвертая средней арифметической скорости теплового движения газовых молекул первого сорта [18], $n_{1s}^{(H)}$ – насыщенная концентрация молекул первого компонента бинарной газовой смеси, зависящая от средней температуры поверхности капли T_i , $C_m, K_{TS}^{(0)}, K_{DS}^{(0)}$ – коэффициенты изотермического, теплового и диффузионного скольжений, β_{RT}, β_{RC} – коэффициенты скольжения, возникающие из-за неоднородности температуры вдоль искривленной поверхности (учитывающие кривизну поверхности капли) и K_T^T, K_T^n – коэффициенты скачков температуры и концентрации. Все выше газокинетические коэффициенты определяются из решения в слое Кнудсена уравнения Больцмана [14, 19, 20] и при коэффициентах аккомодации по энергии и тангенциального импульса равных единице $K_{TS}^{(0)} = 1.161, K_{DS}^{(0)} = 0.3, C_m = 1.131, \beta_{RT} = 3.731, \beta_{RC} = 1.572, K_T^T = 2.179$ [14, 19, 20]. Невозмущенные параметры (T_∞, P_∞) наблюдаются в месте нахождения геометрического центра высоковязкой капли при ее отсутствии (величина C_0 определяется через численные концентрации n_1 и n_2 газовых молекул), $q_i = \frac{4\pi n_k a_k}{n_s \lambda_0} I_0 B_k$ – объемная плотность внутренних источников тепла, неоднородно распределенных внутри капли, $m_k = n_k + i a_k$ – комплексный показатель преломления капли, n_s – показатель преломления среды, I_0, λ_0 – длина волны и интенсивность падающего излучения, B_k – функция координат, рассчитываемая по теории Ми [21, 22].

В граничных условиях на поверхности высоковязкой капли учтено соответственно: непрерывность радиального летучего потока первого компонента через поверхность капли (6). Левая часть равна суммарному радиальному потоку первого компонента вне капли и представляет из себя сумму конвективного, диффузионного и термодиффузионного потоков. Правая же часть дает радиальный поток первого компонента, отводимый через слой Кнудсена с поверхности капли и пропорциональный коэффициенту испарения α_0 капли. Вывод выражения для этого потока основан на предположении, что радиальный поток молекул пара определяется на основе статистических соображений и равен по величине $n_e \alpha_0 v \left(C_1^{(s)} - C_1 \right) \Big|_{y=1}$, где $C_1^{(s)}$ – насыщенная относительная концентрация первого компонента, являю-

щаяся функцией температуры T_{iS} на поверхности капли, $v = \sqrt{k_B T_e / 2\pi m_1}$ – одна четвертая абсолютной тепловой скорости молекул пара, k_B – постоянная Больцмана. Поскольку $C_1^{(s)} = C_1^{(s)}(T_i)$, то мы можем $C_1^{(s)}$ разложить в ряд по малому параметру ε (роль которого играет число Рейнольдса $\varepsilon = Re = (\rho_e U_\infty R) / \mu_e \ll 1$) с удержанием линейных по этому параметру членов: $C_1^{(s)}(T_i) = C_{1s}^{(H)} + C_{1s}^* \delta T_i - C_1$, δT_i находится из граничных условий на поверхности капли; следующее краевое условие (7) учитывает тот факт, что поверхность капли непроницаема для второго компонента бинарной газовой смеси и в нем учтены радиальный конвективный, диффузионный и термодиффузионный потоки второго компонента смеси; далее граничное условие (8) отражает известное явление изотермического, теплового и диффузионного скольжений и поправки на кривизну поверхности капли, пропорциональные соответственно коэффициентам $C_m, K_{TS}^{(0)}, K_{DS}^{(0)}, \beta_{RT}, \beta_{RC}$ и скачок температуры разность температур на границе слоя Кнудсена и внутри капли пропорциональные коэффициентам K_T^T и K_T^n и в последнем краевом условии (8) учтено условие непрерывности радиального потока тепла с учетом тепла, идущее на фазовый переход жидкости капли в пар, пропорциональное величине L и на излучение.

3. Поля температур, относительной концентрации первого компонента бинарной газовой смеси, массовой скорости и давления. Используя гидродинамический подход к решению уравнений

гидродинамики, метод разделения переменных при решении уравнений тепломассопереноса, получаем следующие общие решения для уравнений гидродинамики и тепломассопереноса при малых числах Рейнольдса и Пекле, удовлетворяющие крайвым условиям (4)–(5):

$$\begin{aligned}
 U_r^{(e)}(y, \theta) &= U_\infty \cos \theta \left(1 + \frac{A_1}{y^3} + \frac{A_2}{y} \right), \quad U_\theta^{(e)}(y, \theta) = -U_\infty \sin \theta \left(1 - \frac{A_1}{2y^3} + \frac{A_2}{2y} \right), \quad t_e(y, \theta) = t_{e0}(y) + \varepsilon t_{e1}(y, \theta), \\
 P_e(y, \theta) &= P_\infty + U_\infty \frac{\mu_e}{R} \cos \theta \frac{A_2}{y^2}, \quad t_i(y, \theta) = t_{i0}(y) + \varepsilon t_{i1}(y, \theta), \quad C_1(y, \theta) = C_{10}(y) + \varepsilon C_{11}(y, \theta), \\
 J_0 &= \frac{1}{V} \int_V q_i dV, \quad V = \frac{4}{3} \pi R^3, \quad t_e = T_e/T_\infty, \quad t_i = T_i/T_\infty, \quad t_{e0}(y) = 1 + \frac{\Gamma_0}{y}, \quad C_{10}(y) = C_0 + \frac{M_0}{y}, \\
 t_{e1}(y, \theta) &= \cos \theta \frac{\Gamma_1}{y^2}, \quad C_{11}(y, \theta) = \cos \theta \frac{M_1}{y^2}, \quad \psi_0(y) = -\frac{R^2}{2\lambda_i T_\infty} y^2 \int_{-1}^{+1} q_i dx, \quad H_0 = \frac{R^2 J_0}{3\lambda_i T_\infty}, \quad H_1 = \frac{R J_1}{3\lambda_i T_\infty}, \\
 t_{i0}(y) &= B_0 + \frac{H_0}{y} - \frac{1}{y} \int_1^y \psi_0(y) dy + \int_1^y \frac{\psi_0}{y} dy, \quad \psi_1(y) = -\frac{3}{2} \frac{R^2}{\lambda_i T_\infty} y^2 \int_{-1}^{+1} q_i x dx, \quad J_1 = \frac{1}{V} \int_V q_i z dV, \quad (10) \\
 t_{i1}(y) &= \cos \theta \left\{ B_1 y + \frac{H_1}{y^2} + \frac{1}{3} \left[y \int_1^y \frac{\psi_1}{y^2} dy - \frac{1}{y^2} \int_1^y y \psi_1 dy \right] \right\}, \quad z = r \cos \theta, \quad x = \cos \theta, \quad \int_V q_i z dV -
 \end{aligned}$$

дипольный момент плотности тепловых источников [4, 8, 23]. Интегрирование ведется по всему объему испаряющейся капли.

Среднее значение температуры поверхности капли $T_{iS} = t_{iS} T_\infty$ определяется из решения следующей системы уравнений:

$$\left\{ \begin{aligned}
 t_{eS} - t_{iS} &= -Rn \left(K_T^T \Gamma_0 + K_T^{(n)} t_{eS} M_0 \right), \\
 \frac{\lambda_e \Gamma_0}{\lambda_i} &= \frac{R^2 J_0}{3\lambda_i T_\infty} + LD_{12} \frac{n_e m_1 R \alpha_0 v}{T_\infty \lambda_i} \left(C_0 - C_{1s}^{(H)} + M_0 \right) - \sigma_0 \sigma_1 \frac{RT_\infty^4}{\lambda_i} (t_{iS}^4 - 1), \\
 M_0 &= \frac{C_{1s}^{(H)} - C_0 - D_{12} \frac{n_e}{n_e R \alpha_0 n_2 v} \frac{K_{TD}}{T_\infty} \Gamma_0}{1 + D_{12} \frac{n_e}{n_e R \alpha_0 n_2 v}}.
 \end{aligned} \right.$$

Здесь $t_{eS} = t_{e0}(y = 1)$, $t_{iS} = t_{i0}(y = 1)$.

4. Сила и скорость фотофореза. Анализ полученных результатов. После того как получены в первом приближении по ε выражения для полей температур вне и внутри испаряющейся капли и первого компонента бинарной газовой смеси методом сращиваемых асимптотических разложений, общая сила, действующая на каплю, определяется интегрированием тензора напряжений по поверхности высоковязкой капли (11) [15]:

$$F_z = \int_{(S)} (-P_e \cos \theta + \sigma_{rr} \cos \theta - \sigma_{r\theta} \sin \theta) r^2 \sin \theta d\theta d\varphi |_{r=R}. \quad (11)$$

Здесь

$$\sigma_{rr} = 2\mu_e \frac{\partial U_r^{(e)}}{\partial r}, \quad \sigma_{r\theta} = \mu_e \left(\frac{\partial U_\theta^{(e)}}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial U_r^{(e)}}{\partial \theta} - \frac{U_\theta^{(e)}}{r} \right).$$

После определения постоянных интегрирований, входящих в выражения (10) из крайвых условий (6)–(9), подстановки (10) в (11) и интегрирования получаем, что результирующая сила \mathbf{F} складывается из силы вязкого сопротивления среды \mathbf{F}_μ и фотофоретической силы \mathbf{F}_{ph} :

$$\mathbf{F} = \mathbf{F}_\mu + \mathbf{F}_{ph}. \quad (12)$$

Здесь $F_\mu = 6\pi R\mu_e f_\mu U_\infty \mathbf{n}_z$, $F_{ph} = -6\pi R\mu_e f_{ph} J_1 \mathbf{n}_z$,

$$\begin{aligned}
 f_\mu &= \frac{1 + 2C_m Kn}{1 + 3C_m Kn}, \quad \Omega_1 = 1 + 4 \frac{\sigma_0 \sigma_1}{\lambda_i} RT_\infty^3 t_{iS}^3 + 2LD_{12} \frac{n_e m_1}{\lambda_i n_2 a_1} C_{1s}^*, \\
 f_{ph} &= \frac{2}{3} \frac{1}{\delta \lambda_i T_\infty a_1 (1 + 3C_m Kn)} \left\{ K_{TS}^{(0)} \frac{v_e a_1}{t_{eS}} (1 + Kn \beta_{RT}) + K_{DS}^{(0)} \frac{D_{12}}{\Omega_0} (1 + Kn \beta_{RC}) \left[C_{1s}^* T_\infty \times \right. \right. \\
 &\times \left. \left(1 + Kn [2K_T^T + K_T^n M_0] \right) - 2D_{12} \frac{n_e}{R\alpha_0 v n_2} \frac{K_{TD}}{t_{eS}} \left(1 - \frac{\Gamma_0}{2t_{eS}} \right) \right] + D_{12} \frac{n_e^2 m_1}{\rho_e n_2 \Omega_0} (1 + 6C_m Kn) \times \\
 &\times \left[C_{1s}^* T_\infty (1 + Kn [2K_T^T + K_T^n M_0]) + \frac{K_{TD}}{t_{eS}} \left(1 - \frac{\Gamma_0}{2t_{eS}} \right) (1 - 2K_T^n t_{eS} C_{1s}^* T_\infty) \right] \Bigg\}, \quad (13) \\
 a_1 &= 1 + 2D_{12} \frac{n_e}{R\alpha_0 v n_2}, \quad \delta = 2 \frac{\lambda_e}{\lambda_i} + 2LD_{12} \frac{n_e m_1}{\lambda_i T_\infty n_2 a_1} \frac{K_{TD}}{t_{eS}} \left(1 - \frac{\Gamma_0}{2t_{eS}} \right) + \frac{\Omega_1}{\Omega_0} \left[1 + Kn \left(2K_T^T + \right. \right. \\
 &\left. \left. + K_T^n M_0 [M_0 - 4LD_{12} \frac{n_e}{R\alpha_0 v n_2 a_1} K_{TD} (1 - \frac{\Gamma_0}{2t_{eS}})] \right) \right], \quad \Omega_0 = 1 - 2K_T^n Kn t_{eS} C_{1s}^* \frac{T_\infty}{a_1}.
 \end{aligned}$$

Приравнявая полную силу к нулю (капля движется прямолинейно и равномерно), получаем общее выражение для фотофоретической скорости умеренно крупной испаряющейся капли сферической формы:

$$\mathbf{U}_{ph} = - \frac{f_{ph}}{f_\mu} \mathbf{n}_z. \quad (14)$$

Выражения (12)–(14) позволяют оценивать влияние коэффициента испарения, реактивного эффекта, линейных поправок по числу Кнудсена и термодиффузии на фотофоретическую силу и скорость высоковязкой умеренно крупной испаряющейся капли в бинарной газовой среде и носят наиболее общий характер.

Входящий в силу и скорость фотофореза коэффициент f_{ph} состоит из суммы трех слагаемых. Первое слагаемое, которое пропорционально коэффициенту теплового скольжения $K_{TS}^{(0)}$ и, за счет которого испаряющаяся капля стремится двигаться в сторону падения температуры во внешней среде, т. е. из области с более высокой температурой в область с более низкой температурой; за счет второго слагаемого (диффузионного скольжения, которое пропорционально коэффициенту $K_{DS}^{(0)}$) капля может двигаться как в сторону роста, так и в сторону падения температуры, в зависимости от масс компонентов бинарной газовой смеси. Если масса молекул компонента внешней смеси, испытывающей фазовый переход на поверхности капли $m_1 < m_2$, то $K_{DS}^{(0)} > 0$. В противном случае $-K_{DS}^{(0)} < 0$; третье слагаемое связано с фазовым переходом и описывает действие реактивной части импульса на каплю. Температурная зависимость относительной концентрации насыщенных паров летучего вещества капли (C_{1s}^*) и термодиффузионные явления в объеме газовой смеси вызывают неравномерное испарение вдоль границы конденсированной фазы и, как следствие, реактивный эффект.

Следует так же отметить, что выражения, пропорциональные коэффициентам $K_{TS}^{(0)}$, $K_{DS}^{(0)}$ и реактивному эффекту, умножаются соответственно на $(1 + Kn \beta_{RT})$, $(1 + Kn \beta_{RC})$, $(1 + 6C_m Kn)$ и на $Kn(2K_T^T + K_T^n M_0)$, т. е. учитывается влияние линейных поправок по числу Кнудсена на силу и скорость фотофореза. Поскольку эти коэффициенты по знаку могут быть различны (в зависимости от выбранной модели (БГК-модель, S-модель), выбранных пробных функций, при определенных соотношениях коэффициентов скольжений и скачков, варьирование значений коэффициентов аккомодации импульса и энергии и т. д.), то может возникнуть отрицательный фотофорез. Аналогичная ситуация имеет место и для термофореза умеренно крупных аэрозольных частиц [24].

Для высокотеплопроводных умеренно крупных испаряющихся капель (при $\lambda_i \rightarrow \infty$), видим, фотофорез практически отсутствует, т. е. $f_{ph} \rightarrow 0$, что подтверждается в экспериментах.

Величина и направление скорости фотофореза высоковязкой капли зависит от величины и направления дипольного момента плотности тепловых источников $\int_V q_i z dV$, которые входят в выражение J_1 . В тех случаях, когда дипольный момент отрицательный (когда большая часть тепловой энергии выделяется в той части капли, которая обращена к потоку излучения), капля движется в направлении падающего излучения. Если дипольный момент положительный (когда большая часть тепловой энергии выделяется в теневой части капли), капля будет двигаться навстречу направлению распространения излучения.

Плотность тепловых источников при увеличении интенсивности электромагнитного излучения возрастает линейно. Отсюда следует, что фотофоретическая сила и скорость с увеличением интенсивности электромагнитного излучения возрастает линейно.

При постоянной величине дипольного момента увеличение радиуса капли ($J_1 = \frac{1}{V} \int_V q_i z dV$, $V = \frac{4}{3} \pi R^3$)

приводит к уменьшению скорости фотофореза, которое происходит обратно пропорционально R^3 , что согласуется с экспериментом.

Что же касается вклада термодиффузии в силу и скорость фотофореза, отметим следующее. Термодиффузия относится к так называемым «слабым» эффектам, или эффектам второго порядка малости, однако она весьма чувствительна к параметрам потенциалов межмолекулярного взаимодействия. Явление термодиффузии во многих процессах является определяющим и имеет самостоятельный характер. Это проявляется, например, при очистке и разделении смесей газов и изотопов; извлечении различных нефтепродуктов; получении особо чистых веществ; процессах, протекающих в атмосферах планет, высокотемпературной плазме, и многих других.

Во многих случаях термодиффузия является процессом, который может существенно воздействовать на течение других процессов или вызывать их появление, в частности, в вопросах фазового равновесия, многофазной фильтрации, сорбции, дегазации, гидратации, выпадения газоконденсата и других процессов, связанных с нефтегазовым комплексом. В этом случае необходимо либо вводить соответствующую поправку на термодиффузию, либо исключать ее влияние. В связи с этим, в работе получены формулы, позволяющие оценивать силу и скорость фотофореза высоковязкой умеренно крупной испаряющейся капли в бинарной газовой среде с учетом термодиффузии и, носят наиболее общий характер.

Заключение. В квазистационарном приближении в поле электромагнитного излучения при малых числах Рейнольдса и Пекле проведено теоретическое описание движения умеренно крупной испаряющейся высоковязкой капли сферической формы в вязкой бинарной газовой смеси с фазовым переходом одного из компонентов на поверхности конденсированной фазы. Полученные выражения для силы и скорости фотофореза позволяют учесть прямой вклад влияния коэффициента испарения, линейных поправок по числу Кнудсена и термодиффузии.

Список литературы

1. Ehrenhaft F. 1918. Die Photophorese, 361(10):81-132.
2. Cheremisin A.A., Kushnarenko A.V. 2013. Photophoretic interaction of aerosol particles and its effect on coagulation in rarefied gas medium. J. of Aerosol Science, 62:26-39.
3. Гращенков С.И. Использование метода конечных элементов для расчета скорости фотофореза крупных аэрозольных частиц. 2017. Colloid Journal, 79(5):596-604.
4. Малай Н.В., Лиманская А.В., Шукин Е.Р., Стукалов А.А. 2012. Фотофорез нагретых крупных аэрозольных частиц сферической формы. Журнал технической физики, 82(10): 42-50.
5. Gui-hua Chen, Lin He, Mu-ying Wu, and Yong-qing Li Temporal Dependence of Photophoretic Force Optically Induced on Absorbing Airborne Particles by a Power-Modulated. 2018. Phys. Rev. Applied, 10 (5).
6. Малай Н.В., Шукин Е.Р. Фото-и термофорез нагретых умеренно крупных аэрозольных частиц сферической формы. 2019. Журнал технической физики, 89(4): 500-506.
7. Cortes J., Stanczak C., Azadi M., Narula M. et al. Photophoretic Levitation: Photophoretic Levitation of Macroscopic Nanocardboard Plates. 2020. Advanced Materials, 32 (16): 207-227.
8. Малай Н.В., Шукин Е.Р., Шулиманова З.Л. Фото-термо-и диффузиофорез крупных нелетучих аэрозольных частиц сферической формы в бинарных газовых смесях. 2020. Оптика атмосферы и океана, 33(6): 476-482.
9. Leonardo A. Ambrosio Photophoresis in the slip-flow and free molecular regimes for arbitrary-index particles. 2020. Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, 255: 107276.
10. Schafer B., Kim J., Vlassak J., Keith D. Towards photophoretically levitating macroscopic sensors in the stratosphere. 2022. Applied Physics (physics. app-ph.): 1-39.
11. Mitri F.G. Optical Magnus effect in the photophoresis of a spinning absorptive dielectric circular. 2022. Applied Optics, 61(5): 1203-1211.
12. Малай Н.В., Шукин Е.Р., Шостак Ю.И. О влиянии теплообмена на фотофорез нагретой крупной аэрозольной частицы. Теплофизика высоких температур, 60(6):866-872.
13. Souvik Sil Anita Pahi, Aman Anil Punse, and Ayan Banerjee Ultrastable Three-Dimensional Photophoretic Trap in Air Facilitated by a Single Multimode Fiber. 2024. ACS Photonics, 11(1): 159-170.
14. Галоян В.С., Яламов Ю.И. 1985. Динамика капель в неоднородных вязких средах. Ереван, Луйс. 207.
15. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. 2003. Теоретическая физика. Т. VI. Гидродинамика. М., Физматлит. 731.
16. Тихонов А.Н., Самарский А.А. 1972. Уравнения математической физики. М., Наука. 735.
17. Хаппель Дж., Бреннер Г. 1976. Гидродинамика при малых числах Рейнольдса. М., Мир.630.
18. Яламов Ю.И. О влиянии коэффициента испарения на диффузиофорез крупных капель.1990. МОПИ, Деп. в ВИНТИ № 4120-Б-90.
19. Яламов Ю.И., Подоскин А.Б., Юшканов А.А. 1980. О граничных условиях при обтекании неоднородно нагретым газом сферической поверхности малой кривизны. ДАН СССР, 254(2): 1047-1050.

20. Поддоскин А.Б., Юшканов А.А., Яламов Ю.И. 1980. К вопросу о термопорезе умеренно крупных аэрозольных частиц. Журнал технической физики, 50(1): 158-160.
21. Борен К., Хафмен Д. 1986. Поглощение и рассеяние света малыми частицами. М., Мир. 660.
22. Рязанов К.С., Попов И.В., Малай Н.В. Вычисление распределения поглощаемой электромагнитной энергии внутри частиц сферической формы 2010. Свид. о госуд. регистрации программы для ЭВМ № 2010616043 14.09.2010.
23. Береснев С.А., Ковалев Ф.Д., Кочнева Л.Б., Рунков В.А., Суетин П.Е., Черемисин А.А. 2003. О возможности фотопоретической левитации частиц в стратосфере. Оптика атмосферы и океана, 16(1): 52-57.
24. Ryan W. Bosworth, A.L. Ventura, A.D. Ketsdeverand, S.F. Gimelshein Measurement of negative thermophoretic force. 216. J. of Fluid Mechanics, 805: 207-221.

References

1. Ehrenhaft F. 1918. Die Photophorese, 361(10):81-132.
2. Cheremisin A.A., Kushnarenko A.V. 2013. Photophoretic interaction of aerosol particles and its effect on coagulation in rarefied gas medium. J. of Aerosol Science, 62:26-39.
3. Grashchenkov S.I. Using the finite element method to calculate the photophoresis rate of large aerosol particles. 2017. Colloid Journal, 79(5):596-604.
4. Malai N.V., Limanskaya A.V., Shchukin E.R., Stukalov A.A. 2012. Photophoresis of heated large aerosol particles of spherical shape. Journal of Technical Physics, 82(10):42-50.
5. Gui-hua Chen, Lin He, Mu-ying Wu, and Yong-qing Li Temporal Dependence of Photophoretic Force Optically Induced on Absorbing Airborne Particles by a Power-Modulated. 2018. Phys. Rev. Applied, 10 (5).
6. Malai N.V., Shchukin E.R. Photo- and thermophoresis of heated moderately large aerosol particles of spherical shape. 2019. Journal of Technical Physics, 89(4):500-506.
7. Cortes J., Stanczak C., Azadi M., Narula M. et al. Photophoretic Levitation: Photophoretic Levitation of Macroscopic Nanocardboard Plates. 2020. Advanced Materials, 32 (16): 207-227.
8. Malai N.V., Shchukin E.R., Shulimanova Z.L. Photo-thermo-and diffusiophoresis of large non-volatile aerosol particles of spherical shape in binary gas mixtures. 2020. Optics of the Atmosphere and Ocean, 33(6): 476-482.
9. Leonardo A. Ambrosio Photophoresis in the slip-flow and free molecular regimes for arbitrary-index particles. 2020. Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, 255: 107276.
10. Schafer B., Kim J., Vlassak J., Keith D. Towards photophoretically levitating macroscopic sensors in the stratosphere. 2022. Applied Physics (physics. app-ph.): 1-39.
11. Mitri F.G. Optical Magnus effect in the photophoresis of a spinning absorptive dielectric circular. 2022. Applied Optics, 61(5): 1203-1211.
12. Malai N.V., Shchukin E.R., Shostak Yu.I. On the effect of heat transfer on photophoresis of a heated large aerosol particle. Thermophysics of High Temperatures, 60(6): 866-872.
13. Souvik Sil Anita Pahi, Aman Anil Punse, and Ayan Banerjee Ultrastable Three-Dimensional Photophoretic Trap in Air Facilitated by a Single Multimode Fiber. 2024. ACS Photonics, 11(1): 159-170.
14. Galoyan V.S., Yalamov Yu.I. 1985. Dynamics of droplets in inhomogeneous viscous media. Yerevan, Luys. 207.
15. Landau L.D., Lifshits E.M. 2003. Theoretical physics. Vol. VI. Hydrodynamics. М., Fizmatlit. 731.
16. Tikhonov A.N., Samarsky A.A. 1972. Equations of mathematical physics. М., Nauka. 735.
17. Happel J., Brenner G. 1976. Hydrodynamics at small Reynolds numbers. М., Mir.630.
18. Yalamov Yu.I. On the effect of the evaporation coefficient on the diffusiophoresis of large droplets.1990. MOPI, Dept. in VINITI No. 4120-B-90.
19. Yalamov Yu.I., Poddoskin A.B., Yushkanov A.A. 1980. On boundary conditions in the flow of inhomogeneously heated gas around a spherical surface of low curvature. DAN USSR, 254(2): 1047-1050.
20. Poddoskin A.B., Yushkanov A.A., Yalamov Yu.I. 1980. On the issue of thermophoresis of moderately large aerosol particles. Journal of Technical Physics, 50(1): 158-160.
21. Boren K., Hafman D. 1986. Absorption and scattering of light by small particles. М., Mir. 660.
22. Ryazanov K.S., Popov I.V., Malai N.V. Calculation of the distribution of absorbed electromagnetic energy inside spherical particles 2010. Svid. about the state. registration of the computer program No. 2010616043 on 14.09.2010.
23. Beresnev S.A., Kovalev F.D., Kochneva L.B., Runkov V.A., Suetin P.E., Cheremisin A.A. 2003. On the possibility of photophoretic levitation of particles in the stratosphere. Optics of the Atmosphere and Ocean, 16(1):52-57.
24. Ryan W. Bosworth, A.L. Ventura, A.D. Ketsdeverand, S.F. Gimelshein Measurement of negative thermophoretic force. 216. J. of Fluid Mechanics, 805: 207-221.

Конфликт интересов: о потенциальном конфликте интересов не сообщалось.

Conflict of interest: no potential conflict of interest related to this article was reported.

Поступила в редакцию 04.07.2024

Поступила после рецензирования 16.08.2024

Принята к публикации 21.08.2024

Received July 4, 2024

Revised August 16, 2024

Accepted August 21, 2024

СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРАХ

Малай Николай Владимирович – доктор физико-математических наук, профессор, профессор кафедры теоретической и экспериментальной физики, Белгородский государственный национальный исследовательский университет, г. Белгород, Россия

Сохань Павел Витальевич – аспирант второго года обучения кафедры теоретической и экспериментальной физики, Белгородский государственный национальный исследовательский университет, г. Белгород, Россия

Шостак Юлия Ивановна – аспирант третьего года обучения кафедры теоретической и экспериментальной физики, Белгородский государственный национальный исследовательский университет, г. Белгород, Россия

INFORMATION ABOUT THE AUTHORS

Nikolai V. Malai – Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Professor, Professor of the Department of Theoretical and Experimental Physics, Belgorod National Research University, Belgorod, Russia

Pavel V. Sohan – Post Graduate Student of the Second Year of Study, Belgorod National Research University, Belgorod, Russia

Julia I. Shostak – Post Graduate Student of the Third Year of Study, Belgorod National Research University, Belgorod, Russia

[К содержанию](#)