

УДК 533.72; 532

ТЕРМОФОРЕТИЧЕСКОЕ ДВИЖЕНИЕ НАГРЕТЫХ КРУПНЫХ АЭРОЗОЛЬНЫХ ЧАСТИЦ СФЕРИЧЕСКОЙ ФОРМЫ

Н. В. Малай, А. В. Лиманская, Е. Р. Щукин*

Белгородский государственный национальный исследовательский университет,
308007 Белгород, Россия

* Объединенный институт высоких температур РАН, 125412 Москва, Россия
E-mails: malay@bsu.edu.ru, limanskayaanna@mail.ru, evgrom@yandex.ru

В приближении Стокса и в предположении, что средняя температура поверхности частицы значительно отличается от температуры окружающей ее газообразной среды, выполнено теоретическое описание стационарного движения крупной аэрозольной частицы сферической формы во внешнем поле градиента температуры в отсутствие силы тяжести. С учетом степенного вида зависимости коэффициентов молекулярного переноса (вязкости, теплопроводности) и плотности газообразной среды от температуры решены уравнения газовой динамики. На основе численных оценок показан нелинейный характер зависимостей силы и скорости термофореза от средней температуры поверхности частицы.

Ключевые слова: термофорез нагретых сферических частиц, движение нагретых сферических частиц в поле градиента температуры.

DOI: 10.15372/PMTF20160217

Введение. В газообразных средах с неоднородным распределением температуры может возникать упорядоченное движение частиц, обусловленное действием сил молекулярного происхождения и передачей некомпенсированного импульса частицам молекулами газообразной среды. Такое движение частиц, называемое термофорезом, встречается в природе, широко используется в технике и промышленности [1–6].

Явление термофореза хорошо изучено при малых относительных перепадах температуры в окрестности частицы [2–6]. Под относительным перепадом температуры понимается отношение разности средней температуры поверхности частицы T_{iS} и температуры газообразной среды вдали от нее $T_{e\infty}$ к последней. Относительный перепад температуры считается малым, если выполняется неравенство $(T_{iS} - T_{e\infty})/T_{e\infty} \ll 1$, и значительным, если $(T_{iS} - T_{e\infty})/T_{e\infty} \sim O(1)$ (индексы e, i соответствуют газу и частице; индексом S отмечены значения физических величин при средней температуре поверхности частицы, индексом ∞ — физические величины, характеризующие газообразную среду в невозмущенном потоке). В последнем случае частица называется нагретой. Нагрев поверхности частицы может быть обусловлен, например, протеканием объемной химической реакции,

Работа выполнена в рамках Федеральной целевой программы “Управляемые электромагнитные процессы в конденсированных средах” научно-образовательного центра Белгородского государственного университета (государственный контракт № 02-740-11-0545).

© Малай Н. В., Лиманская А. В., Щукин Е. Р., 2016

радиоактивным распадом вещества частицы, поглощением частицей электромагнитного излучения и т. д.

В случае $(T_{iS} - T_{e\infty})/T_{e\infty} \sim O(1)$ при решении уравнений газовой динамики необходимо учитывать зависимость коэффициентов молекулярного переноса (вязкости, теплопроводности) и плотности газообразной среды от температуры. В этом случае газообразная среда считается неизотермической и система газодинамических уравнений, описывающая такую среду, становится существенно нелинейной. Имеется небольшое количество работ, посвященных исследованию движения частиц при значительных относительных перепадах температуры в газообразных средах, в частности рассматривались гравитационное движение [7, 8] и фотофорез нагретых частиц [9]. В этих работах показано, что нагрев поверхности частиц существенно влияет на их движение.

В настоящей работе рассматривается влияние нагрева поверхности частицы на ее термофоретическое движение.

1. Постановка задачи. Рассмотрим движение твердой нагретой аэрозольной частицы сферической формы радиусом R , взвешенной в газе с плотностью ρ_e , теплопроводностью λ_e и вязкостью μ_e . С помощью внешних источников в газе поддерживается постоянный малый градиент температуры ∇T . Свойства газообразной среды и частицы зависят от температуры следующим образом: $\mu_e = \mu_{e\infty} t_e^\beta$, $\lambda_e = \lambda_{e\infty} t_e^\alpha$, $\lambda_i = \lambda_{i0} t_i^\gamma$, где $\mu_{e\infty} = \mu_e(T_{e\infty})$, $\lambda_{e\infty} = \lambda_e(T_{e\infty})$, $\lambda_{i0} = \lambda_i(T_{e\infty})$, $t_k = T_k/T_{e\infty}$ ($k = e, i$); $\alpha \leq 0,5$, $\beta \leq 1$, $-1 \leq \gamma \leq 1$. Например, для воздуха $\alpha = 0,81$, $\beta = 0,72$, для азота $\alpha = 0,77$, $\beta = 0,69$ при этом относительная погрешность аппроксимации не превышает 4 % [10].

При теоретическом исследовании термофореза будем полагать, что в силу малости времени тепловой релаксации процесс теплопереноса в системе частица — газообразная среда является квазистационарным. Движение частицы происходит при малых числах Пекле и Рейнольдса, частица считается однородной по составу и крупной [11].

Термофоретическое движение удобно описывать в сферической системе координат (r, θ, φ) , связанной с центром масс аэрозольной частицы, при этом вектор ∇T направлен вдоль полярной оси $z = r \cos \theta$. Поскольку система отсчета связана с центром движущейся аэрозольной частицы, задача сводится к анализу обтекания частицы бесконечным плоскопараллельным потоком газа, скорость \mathbf{U}_∞ которого подлежит определению ($\mathbf{U}_\infty \parallel OZ$). Распределения скоростей, давлений и температур обладают аксиальной симметрией относительно оси OZ . При указанном выборе начала системы координат нагретую частицу можно считать неподвижной, а внешнюю среду (газ) — движущейся в направлении, противоположном направлению фактического движения нагретой частицы со скоростью $\mathbf{U}_\infty = -\mathbf{U}_{th}$, где \mathbf{U}_{th} — скорость термофореза.

С учетом сделанных допущений уравнения гидродинамики и теплопроводности имеют вид [12]

$$\frac{\partial}{\partial x_k} P_e = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu_e \left(\frac{\partial U_k^e}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j^e}{\partial x_k} - \frac{2}{3} \delta_k^j \frac{\partial U_n^e}{\partial x_n} \right) \right], \quad \frac{\partial}{\partial x_k} (\rho_e U_k^e) = 0; \quad (1.1)$$

$$\operatorname{div} (\lambda_e \nabla T_e) = 0, \quad n_e = P_e / (k T_e); \quad (1.2)$$

$$\operatorname{div} (\lambda_i \nabla T_i) = -q_i, \quad (1.3)$$

где x_k — декартовы координаты; $\rho_e = n_e m_e$ — плотность молекул газообразной среды; m_e , n_e — их масса и концентрация соответственно; k — постоянная Больцмана; q_i — плотность неоднородно распределенных в объеме частицы тепловых источников, за счет которых происходит ее нагрев.

Система газодинамических уравнений (1.1)–(1.3) решалась в сферической системе координат при следующих граничных условиях:

$$y \rightarrow \infty, \quad U_r^e = U_\infty \cos \theta, \quad U_\theta^e = -U_\infty \sin \theta, \quad P_e = P_{e\infty}, \quad T_e = T_{e\infty} + |\nabla T| r \cos \theta; \quad (1.4)$$

$$y \rightarrow 0, \quad T_i \neq \infty; \quad (1.5)$$

$$y = 1, \quad \lambda_e \frac{\partial T_e}{\partial y} = \lambda_i \frac{\partial T_i}{\partial y} + \sigma_0 \sigma_1 R (T_i^4 - T_{e\infty}^4), \quad (1.6)$$

$$U_r^e = 0, \quad T_e = T_i, \quad U_\theta^e = K_{TS} \frac{\nu_e}{RT_e} \frac{\partial T_e}{\partial \theta},$$

где U_r^e, U_θ^e — нормальная и касательная компоненты массовой скорости газа \mathbf{U}_e ; $y = r/R$ — безразмерная радиальная координата; $U_\infty = |\mathbf{U}_\infty|$; K_{TS} — коэффициент теплового скольжения, выражение для которого находится с использованием методов кинетической теории газов; σ_0 — постоянная Стефана — Больцмана; σ_1 — интегральная степень черноты [14].

В граничных условиях (1.6) на поверхности аэрозольной частицы учтены равенство температур, непрерывность потоков тепла, условие непроницаемости для нормальной и тепловое скольжение для касательной компонент массовой скорости [2, 5, 9, 11, 13]. В случае если коэффициент аккомодации тангенциального импульса α_τ и коэффициент энергии α_E равны единице, газокинетический коэффициент равен $K_{TS} = 1,152$ (см., например, [13]). На большом расстоянии от частицы ($r \rightarrow \infty$) справедливы граничные условия (1.4), а конечность физических величин, характеризующих частицу при $r \rightarrow 0$, учтена в (1.5).

Материальные постоянные $\mu_{e\infty}, \rho_{e\infty}, \lambda_{e\infty}$ и не меняющиеся в процессе движения частицы параметры $R, |\nabla T|, T_{e\infty}, U_\infty$ являются определяющими. Из этих параметров, исключая число Рейнольдса, можно составить безразмерную комбинацию $\varepsilon = R|\nabla T|/T_{e\infty}$, характеризующую перепад температуры на частице радиусом R . При описании термофореза комбинация $\varepsilon = R|\nabla T|/T_{e\infty}$ играет роль малого параметра [2, 11].

При $\varepsilon \ll 1$ решение уравнений гидродинамики будем искать в виде

$$\mathbf{V}_e = \mathbf{V}_e^{(0)} + \varepsilon \mathbf{V}_e^{(1)} + \dots, \quad P_e = P_e^{(0)} + \varepsilon P_e^{(1)} + \dots, \quad (1.7)$$

где $\mathbf{V}_e = \mathbf{U}_e/U_\infty$.

Из граничных условий следует, что компоненты массовой скорости V_r^e, V_θ^e ищутся в виде разложений по полиномам Лежандра и Гегенбауэра [15]. Согласно [15] для определения общей силы, действующей на частицу, достаточно определить первые члены этих разложений. С учетом этого выражения для компонент массовой скорости нулевого приближения (1.7) запишем в виде

$$V_r^e(y, \theta) = \cos \theta G(y), \quad V_\theta^e(y, \theta) = -\sin \theta g(y),$$

где $G(y), g(y)$ — произвольные функции.

2. Поля температур вне и внутри частицы. При нахождении термофоретических силы и скорости ограничимся поправками первого порядка малости. Чтобы их найти, необходимо определить поля температур вне и внутри частицы. Для этого решим уравнения (1.2), (1.3), используя метод разделения переменных. Получаем следующие выражения для t_e, t_i ($t_k = T/T_{e\infty}, k = e, i$):

$$t_e(y, \theta) = t_{e0}(y) + \varepsilon t_{e1}(y, \theta), \quad t_i(y, \theta) = t_{i0}(y) + \varepsilon t_{i1}(y, \theta), \quad (2.1)$$

где

$$t_{e0}(y) = \left(1 + \frac{\Gamma_0}{y}\right)^{1/(1+\alpha)}, \quad t_{i0}(y) = \left(B_0 + \frac{H_0}{y} - \frac{1}{y} \int_y^1 \psi_0 dy + \int_y^1 \frac{\psi_0}{y} y\right)^{1/(1+\gamma)},$$

$$t_{e1}(y) = \frac{1}{t_{e0}^\alpha} \cos \theta \left(y + \frac{\Gamma}{y^2}\right), \quad t_{i1}(y) = \frac{1}{t_{i0}^\gamma} \cos \theta \left[Dy + \frac{H_1}{y^2} + \frac{1}{3} \left(y \int_1^y \frac{\psi_1}{y^2} dy - \frac{1}{y^2} \int_1^y \psi_1 y dy \right) \right],$$

$$H_0 = \frac{(1 + \gamma)R^2}{3\lambda_{i0}T_{e\infty}} J_0, \quad H_1 = \frac{R^2}{3\lambda_{i0}T_{e\infty}} J_1,$$

$$J_0 = \frac{1}{V} \int_V q_i dV, \quad J_1 = \frac{1}{V} \int_V q_i z dV = 0, \quad V = \frac{4}{3} \pi R^3,$$

$$\psi_0 = -\frac{R^2(1 + \gamma)}{2\lambda_{i0}T_{e\infty}} y^2 \int_{-1}^{+1} q_i(r, \theta) dx, \quad x = \cos \theta, \quad \psi_1 = -\frac{3R^2}{2\lambda_{i0}T_{e\infty}} y^2 \int_{-1}^{+1} q_i(r, \theta) x dx,$$

$z = r \cos \theta$; $\int_V q_i z dV$ — дипольный момент плотности тепловых источников [1, 8, 16].

Постоянные интегрирования, входящие в выражения для полей температур, определяются из граничных условий на поверхности частицы. В частности, для коэффициентов Γ , Γ_0 имеем

$$\Gamma = \frac{Rt_{eS}^\alpha}{\lambda_{iS}T_{e\infty}\delta} J_1 + \frac{1}{\delta} \left(\frac{\lambda_{eS}}{\lambda_{iS}} - \omega_4 \right), \quad \Gamma_0 = t_{eS}^{1+\alpha} - 1.$$

Здесь

$$\delta = 2 \frac{\lambda_{eS}}{\lambda_{iS}} + \omega_4, \quad \omega_4 = 1 + 4 \frac{\sigma_0 \sigma_1 R}{\lambda_{iS}} T_{e\infty}^3 t_{eS}^3,$$

$$\lambda_{iS} = \lambda_{i0} t_{iS}^\gamma, \quad \lambda_{eS} = \lambda_{e\infty} t_{eS}^\alpha, \quad t_{iS} = t_{i0} \quad (y = 1), \quad t_{eS} = t_{e0} \quad (y = 1).$$

Среднее значение температуры поверхности частицы T_{iS} определяется из решения системы уравнений

$$T_{eS} = T_{iS}, \quad \frac{l^S}{1 + \alpha} t_{eS} = \frac{R^2}{3\lambda_{eS}T_{e\infty}} J_0 - \sigma_0 \sigma_1 \frac{RT_{e\infty}^3}{\lambda_{eS}} \left[\left(\frac{T_{iS}}{T_{e\infty}} \right)^4 - 1 \right],$$

где $T_{iS} = t_{iS}T_{e\infty}$; $T_{eS} = t_{eS}T_{e\infty}$; $l^S = \Gamma_0/(1 + \Gamma_0)$.

При $\lambda_e \ll \lambda_i$ (выполняется для большинства газов) теплопроводность частицы значительно больше теплопроводности газа. Тогда в выражении для динамической вязкости можно пренебречь зависимостью от угла θ в системе частица — газ (предполагается, что распределение температуры слабоасимметрично по углу). С учетом этого можно считать, что вязкость зависит только от температуры $t_{e0}(r)$, т. е. $\mu_e(t_e(r, \theta)) \approx \mu_e(t_{e0}(r))$. Это допущение позволяет рассматривать гидродинамическую часть отдельно от тепловой части (связь между ними осуществляется через граничные условия).

Подставляя (2.1) в выражение для динамической вязкости, получаем

$$\mu_e = \mu_{e\infty} t_{e0}^\beta. \quad (2.2)$$

Далее выражение (2.2) используется при нахождении полей скорости и давления в окрестности нагретой аэрозольной частицы сферической формы.

3. Решение гидродинамической задачи. Проанализируем линеаризованное по скорости уравнение Навье — Стокса в сферической системе координат. В предположении, что теплопроводность частицы много больше теплопроводности газа (слабая угловая асимметрия распределения температуры), уравнение Навье — Стокса можно свести к неоднородному дифференциальному уравнению третьего порядка с изолированной особой точкой и искать решение этого уравнения в виде обобщенных степенных рядов [7, 17–19]. Таким образом, общие выражения для компонент массовой скорости, удовлетворяющие условию ограниченности решения при $y \rightarrow \infty$, имеют вид

$$U_r^e = U_\infty \cos \theta G(y), \quad G(y) = A_1 G_1 + A_2 G_2 + G_3,$$

$$U_\theta^e = -U_\infty \sin \theta g(y), \quad g(y) = A_1 G_4 + A_2 G_5 + G_6,$$

$$P_e = P_{e\infty} + \frac{\mu_{e\infty} U_\infty}{R} t_{e0}^\beta \left[\frac{y^2}{2} \frac{d^3 G}{dy^3} + y \left(3 + \frac{\beta-1}{2} yf \right) \frac{d^2 G}{dy^2} - \right. \\ \left. - \left(2 - y^2 f^I - \frac{\beta}{2} y^2 f^2 + (\beta-2) yf \right) \frac{dG}{dy} + 2 \left(y^2 f^{II} + yf^I (4 + y\beta f) - \frac{2}{3} f \right) G \right],$$

где

$$f = -\frac{l}{y(1+\alpha)}, \quad G_k = \left(1 + \frac{l}{2(1+\alpha)} \right) G_{k-3} + \frac{1}{2} y G_{k-3}^I \quad (k = 4, 5, 6),$$

$f^I, f^{II}, G_1^I, G_2^I, G_3^I$ — первые, вторые производные по y от соответствующих функций;

$$G_1(y) = \frac{1}{y^3} \sum_{n=0}^{\infty} C_{1,n} l^n, \quad G_2(y) = \frac{1}{y} \sum_{n=0}^{\infty} C_{2,n} l^n + \omega_2 \ln(y) G_1(y),$$

$$G_3(y) = \sum_{n=0}^{\infty} C_{3,n} l^n + \omega_3 \ln(y) G_1(y),$$

$$\gamma_1 = \frac{1-\beta}{1+\alpha}, \quad \gamma_2 = 2 \frac{1+\beta}{1+\alpha}, \quad \gamma_3 = \frac{2+2\alpha-\beta}{(1+\alpha)^2}.$$

Значения коэффициентов $C_{1,n}$ ($n \geq 1$), $C_{2,n}$ ($n \geq 3$), $C_{3,n}$ ($n \geq 4$) определяются с помощью следующих рекуррентных соотношений:

$$C_{1,n} = \frac{1}{n(n+3)(n+5)} \left\{ [(n-1)(3n^2+13n+8) + \gamma_1(n+2)(n+3) + \gamma_2(n+2)] C_{1,n-1} - \right. \\ \left. - [(n-1)(n-2)(3n+5) + 2\gamma_1(n^2-4) + \gamma_2(n-2) + \gamma_3(n+3)] C_{1,n-2} + \right. \\ \left. + (n-2)[(n-1)(n-3) + \gamma_1(n-3) + \gamma_3] C_{1,n-3} \right\},$$

$$C_{2,n} = \frac{1}{(n+1)(n+3)(n-2)} \left\{ [(n-1)(3n^2+n-6) + \gamma_1 n(n+1) + n\gamma_2] C_{2,n-1} - \right. \\ \left. - [\gamma_3(n+1) + (n-1)(n-2)(3n-1) + 2\gamma_1 n(n-2) + \gamma_2(n-2)] C_{2,n-2} + \right. \\ \left. + (n-2)[(n-1)(n-3) + \gamma_3 + \gamma_1(n-3)] C_{2,n-3} + \right. \\ \left. + \frac{\omega_2}{\Gamma_0^2} \sum_{k=0}^{n-2} (n-k-1) \Delta_k - 6 \frac{(-\gamma_4)(1-\gamma_4) \cdots (n-1-\gamma_4)}{n!} \right\},$$

$$C_{3,n} = \frac{1}{n(n+2)(n-3)} \left\{ (n-1)[3n^2-5n-4 + \gamma_1 n + \gamma_2] C_{3,n-1} - \right. \\ \left. - [(n-1)(n-2)(3n-4) + 2\gamma_1(n-1)(n-2) + \gamma_2(n-2) + n\gamma_3] C_{3,n-2} + \right. \\ \left. + (n-2)[(n-1)(n-3) + \gamma_1(n-3) + \gamma_3] C_{3,n-3} + \frac{\omega_3}{2\Gamma_0^3} \sum_{k=0}^{n-3} (n-k-2)(n-k-1) \Delta_k \right\},$$

$$\Delta_k = (3k^2 + 16k + 15) C_{1,k} - ((k-1)(6k+13) + \gamma_1(2k+5) + \gamma_2) C_{1,k-1} + \\ + (3(k-1)(k-2) + 2\gamma_1(k-2) + \gamma_3) C_{1,k-2}.$$

При этом $C_{1,0} = 1, C_{2,0} = 1, C_{2,2} = 1, C_{2,1} = -(2\gamma_1 + \gamma_2 + 6\gamma_4)/8, \omega_3/(2\Gamma_0^3) = -(\gamma_3/60)(10 + 3\gamma_1 + \gamma_2), \gamma_4 = \beta/(1+\alpha), C_{3,1} = 0, \omega_2/\Gamma_0^2 = (1/15)[(1/4)(2\gamma_1 + \gamma_2 + 6\gamma_4)(4 + 3\gamma_1 + \gamma_2) + 3\gamma_3 + 3\gamma_4(\gamma_4 - 1)], C_{3,2} = \gamma_3/4, C_{3,3} = 1, C_{3,0} = 1, \text{ при } n < 0 \quad C_{1,n} = 0, C_{2,n} = 0, C_{3,n} = 0.$

Постоянные интегрирования A_1, A_2 определяются из граничных условий на поверхности аэрозольной частицы.

4. Определение термофоретической силы и скорости. Анализ полученных результатов. В первом приближении по ε получены выражения для полей температур вне и внутри аэрозольной частицы, а также распределения скорости и давления в ее окрестности. Результирующая сила, действующая на частицу, определяется путем интегрирования тензора напряжений по поверхности аэрозольной частицы [12]:

$$F_z = \int_{(S)} (-P_e \cos \theta + \sigma_{rr} \cos \theta - \sigma_{r\theta} \sin \theta) r^2 \sin \theta d\theta d\varphi \Big|_{r=R}. \quad (4.1)$$

Здесь

$$\sigma_{rr} = \mu_e \left(2 \frac{\partial U_r^e}{\partial y} - \frac{2}{3}, \operatorname{div} \mathbf{U}_e \right), \quad \sigma_{r\theta} = \mu_e \left(\frac{\partial U_\theta^e}{\partial y} + \frac{1}{y} \frac{\partial U_r^e}{\partial \theta} - \frac{U_\theta^e}{y} \right) -$$

компоненты тензора напряжений.

После подстановки в (4.1) соотношений для $\sigma_{rr}, \sigma_{r\theta}, U_r^e, U_\theta^e$ и интегрирования получаем выражение для общей силы

$$\mathbf{F} = \mathbf{F}_\mu + \varepsilon \mathbf{F}_{th},$$

где $\mathbf{F}_\mu = 6\pi R \mu_{e\infty} U_\infty f_\mu \mathbf{n}_z$ — сила вязкого сопротивления среды; $\mathbf{F}_{th} = -6\pi R \mu_{e\infty} f_{th} \mathbf{n}_z$ — термофоретическая сила; \mathbf{n}_z — единичный вектор в направлении оси OZ .

Значения коэффициентов f_μ, f_{th} оценим с помощью соотношений

$$f_\mu = \frac{2}{3} \frac{N_2}{N_1}, \quad f_{th} = 4K_{TS} \frac{\nu_{e\infty}}{R\delta} \frac{\lambda_{e\infty}}{\lambda_{i0}} t_{eS}^{\beta-\gamma} \frac{G_1}{N_1},$$

где

$$\begin{aligned} N_1(1) &= G_1(1)G_2^I(1) - G_2(1)G_1^I(1), & N_2(1) &= G_1(1)G_3^I(1) - G_3(1)G_1^I(1), \\ N_3(1) &= G_2(1)G_1^{II}(1) - G_1(1)G_2^{II}(1) + (2 + l^S/(1 + \alpha))(G_2(1)G_1^I(1) - G_1(1)G_2^I(1)), \\ N_4(1) &= G_3(1)G_1^{II}(1) - G_1(1)G_3^{II}(1) + (2 + l^S/(1 + \alpha))(G_3(1)G_1^I(1) - G_1(1)G_3^I(1)). \end{aligned}$$

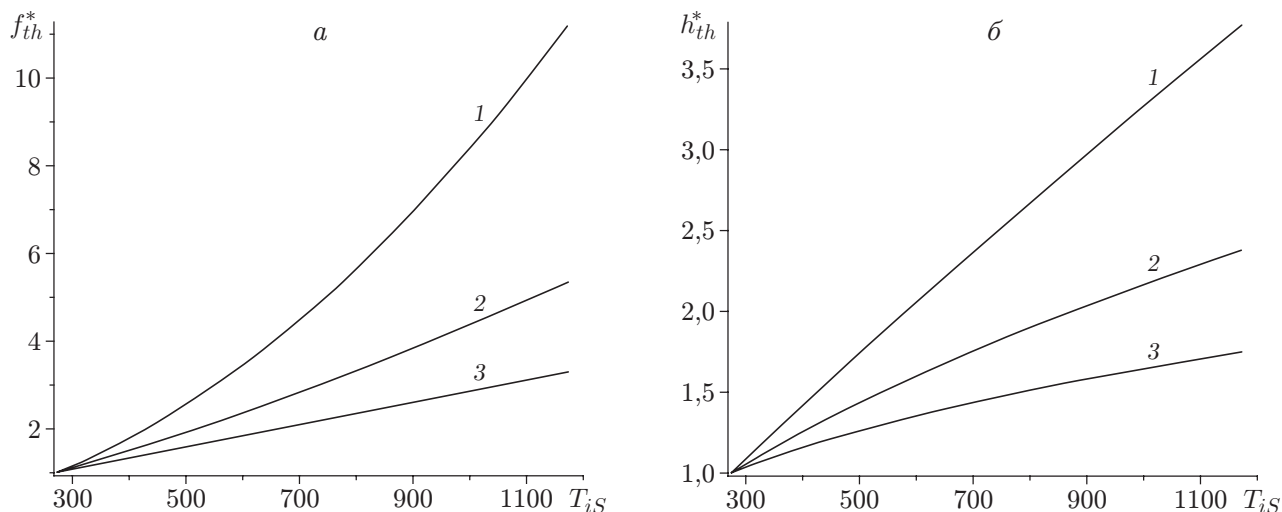
Приравнивая полную силу \mathbf{F} к нулю, получаем следующее выражение для скорости термофореза \mathbf{U}_{th} ($\mathbf{U}_{th} = -\mathbf{U}_\infty$) твердой крупной нагретой частицы сферической формы:

$$\mathbf{U}_{th} = -h_{th} \mathbf{n}_z$$

($h_{th} = f_{th}/f_\mu$).

Полученные формулы для силы и скорости термофореза можно использовать при малых относительных перепадах температуры в окрестности частицы. В случае если величина нагрева поверхности частицы мала, т. е. средняя температура поверхности незначительно отличается от температуры окружающей среды вдали от частицы ($\Gamma_0 \rightarrow 0$), зависимостью коэффициентов молекулярного переноса (вязкости и теплопроводности) и плотности от температуры можно пренебречь. Тогда при $y = 1$ имеем $G_1 = 1, G_1^I = -3, G_1^{II} = 12, G_1^{III} = -60, G_2 = 1, G_2^I = -1, G_2^{II} = 2, G_2^{III} = -6, G_3 = 1, G_3^I = 0, G_3^{II} = 0, G_3^{III} = 0, N_1 = 2, N_2 = 3$. В этом случае формулы для силы и скорости термофореза совпадают с полученными ранее в литературе (см., например, [2]).

На рисунке приведены зависимости коэффициентов $f_{th}^* = f_{th}/f_{th}|_{T_{iS}=273 \text{ К}}$ и $h_{th}^* = h_{th}/h_{th}|_{T_{iS}=273 \text{ К}}$ от средней температуры T_{iS} крупных частиц меди радиусом $R = 25$ мкм, движущихся в воздухе при нормальных условиях, при $\alpha = \beta = 1,0; 0,7; 0,5$ и значениях



Зависимости f_{th}^* (а) и h_{th}^* (б) от средней температуры T_{iS} при различных значениях α и β :

1 — $\alpha = \beta = 1,0$, 2 — $\alpha = \beta = 0,7$, 3 — $\alpha = \beta = 0,5$

коэффициентов $\nu_{e\infty}$, $\lambda_{e\infty}$, λ_{i0} , взятых при $T_{iS} = 273$ К из [11]. При $T_{iS} = 273$ К f_{th} и h_{th} равны $f_{th}|_{T_{iS}=273 \text{ К}} = 7,409 \cdot 10^{-5}$ и $h_{th}|_{T_{iS}=273 \text{ К}} = 7,409 \cdot 10^{-5}$.

Численные оценки, проведенные с помощью полученных формул, свидетельствуют о нелинейном характере зависимости силы и скорости термофореза от средней температуры поверхности частицы.

Заключение. Полученные формулы, имеющие общий характер, позволяют оценивать силу и скорость термофореза крупных нагретых аэрозольных частиц сферической формы при произвольных относительных перепадах температуры между поверхностью частицы и областью вдали от нее с учетом степенного вида зависимости коэффициентов молекулярного переноса (вязкости, теплопроводности) и плотности газообразной среды от температуры.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Вальдберг А. Ю.** Теоретические основы охраны атмосферного воздуха от загрязнения промышленными аэрозолями / А. Ю. Вальдберг, П. М. Исянов, Ю. И. Яламов. СПб.: Нииогаз-фильтр, 1993.
2. **Баканов С. П.** Термофорез в газах при малых числах Кнудсена // Успехи физ. наук. 1992. Т. 162, № 9. С. 133–152.
3. **Jayaraj S., Dinesh K. K., Pillai K. L.** Thermophoresis in natural convection with variable properties // Heat Mass Transfer. 1999. V. 34. P. 469–475.
4. **Selim A., Hossain M. A., Rees D. A. S.** The effect of surface mass transfer on mixed convection flow past a heated vertical flat permeable plate with thermophoresis // Intern. J. Thermal Sci. 2003. V. 42. P. 973–982.
5. **Reineck P., Wienken C. J., Braun D.** Thermophoresis of single stranded DNA // Electrophoresis. 2010. V. 31, N 2. P. 279–286.
6. **Baaske P., Wienken C. J., Reineck P., et al.** Optical thermophoresis for quantifying the buffer dependence of aptamer binding // Angew. Chem. Intern. Edition. 2010. V. 49, N 12. P. 2238–2241.

7. Малай Н. В., Шукин Е. Р., Стукалов А. А., Рязанов К. С. Гравитационное движение равномерно нагретой твердой частицы в газообразной среде // ПМТФ. 2008. Т. 49, № 1. С. 74–80.
8. Малай Н. В., Рязанов К. С., Шукин Е. Р., Стукалов А. А. О силе, действующей на нагретую сферическую каплю, движущуюся в газообразной среде // ПМТФ. 2011. Т. 52, № 4. С. 63–71.
9. Малай Н. В., Лиманская А. В., Шукин Е. Р., Стукалов А. А. Фотофорез нагретых крупных аэрозольных частиц сферической формы // Журн. техн. физики. 2012. Т. 82, вып. 10. С. 42–50.
10. Бретшнайдер С. Свойства газов и жидкостей. Инженерные методы расчета. М.: Химия, 1966.
11. Яламов Ю. И. Динамика капель в неоднородных вязких средах / Ю. И. Яламов, В. С. Галоян. Ереван: Луйс, 1985.
12. Ландау Л. Д. Механика сплошных сред / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. М.: Гостехтеоретиздат, 1954.
13. Поддоскин А. Б., Юшканов А. А., Яламов Ю. И. Теория термофореза умеренно крупных аэрозольных частиц // Журн. техн. физики. 1982. Т. 52, № 11. С. 2253–2262.
14. Шейндлин А. Е. Излучательные свойства твердых материалов: Справ. М.: Энергия, 1974.
15. Хаппель Дж. Гидродинамика при малых числах Рейнольдса / Дж. Хаппель, Г. Бреннер. М.: Мир, 1976.
16. Береснев С. А., Кочнева Л. Б. Фактор асимметрии поглощения излучения и фотофорез аэрозолей // Физика атмосферы и океана. 2003. Т. 16, № 2. С. 134–141.
17. Коддингстон Э. А. Теория обыкновенных дифференциальных уравнений / Э. А. Коддингстон, Н. Левинсон. М.: Изд-во иностр. лит., 1958.
18. Смирнов В. И. Курс высшей математики. М.: Наука, 1974. Т. 3, ч. 2.
19. Камке Э. Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям. М.: Физматлит, 1961.

Поступила в редакцию 3/ХІІ 2014 г.
