

Н.В. Малай, Е.Р. Щукин, А.А. Плесканев, А.А. Стукалов

Особенности фотофоретического движения умеренно крупных аэрозольных частиц сферической формы

Белгородский государственный университет

Поступила в редакцию 25.01.2005 г.

В приближении Стокса проведено теоретическое описание фотофоретического движения твердой умеренно крупной аэрозольной частицы сферической формы при малых относительных перепадах температуры в ее окрестности. В процессе решения уравнений газовой динамики получены аналитические выражения для силы и скорости фотофореза с учетом влияния движения среды.

Введение

Явление фотофореза в газе заключается в движении аэрозольных частиц в поле электромагнитного излучения под действием радиометрической силы. Фотофорез может играть существенную роль в атмосферных процессах [1–3], очистке промышленных газов от аэрозольных частиц, создании установок, предназначенных для селективного разделения частиц по размерам и т.д.

Механизм фотофореза можно кратко описать следующим образом. При взаимодействии электромагнитного излучения с частицей внутри ее происходит выделение тепловой энергии с некоторой объемной плотностью q_i , которая неоднородно нагревает частицу. Молекулы газа, окружающие частицу, после соударения с ее поверхностью отражаются от нагретой стороны частицы с большей скоростью, чем от холодной. В результате частица приобретает нескомпенсированный импульс, направленный от горячей стороны частицы к холодной. В зависимости от размеров и оптических свойств материала частицы более горячей сможет оказаться как освещенная, так и теневая сторона частицы. Поэтому имеет место как положительный (движение частицы в направлении излучения), так и отрицательный фотофорез. Кроме того, если поток излучения неоднороден по сечению, то может возникнуть поперечное относительно направления распространения электромагнитного излучения движение частицы в газе [4].

Озеен [5], Праудмен и Пирсон [6] для гидродинамической задачи, а Аквивос и Тейлор [7] — для тепловой показали, что вдали от сферы инерционные и конвективные члены становятся одного порядка с членами молекулярного переноса и поэтому обычный метод разложения по малому параметру дает известную погрешность, поскольку уже во втором приближении не позволяет строго удовлетворить граничным условиям на бесконечности и получить точное единое решение, однородно справедливое для всей области течения.

В опубликованных до настоящего времени работах по теории фотофоретического движения при малых относительных перепадах температуры [8–15] не учитывалось влияние конвективных членов теплопроводности (движения среды) на фотофорез. В данной работе методом сращиваемых асимптотических разложений проводится оценка этого влияния.

1. Постановка задачи

Рассмотрим твердую умеренно крупную аэрозольную частицу сферической формы радиуса R , взвешенную в газе с температурой T_∞ , плотностью ρ_e и вязкостью μ_e . Для классификации аэрозольных частиц по размерам применяют критерий Кнудсена $Kn = \lambda/R$, где λ — средняя длина свободного пробега молекул газообразной смеси. Частицы называются крупными, если $Kn \leq 0,01$, умеренно крупными при $0,01 \leq Kn \leq 0,3$ и мелкими при $Kn \gg 1$. Пусть на частицу падает электромагнитное излучение, которое неоднородно нагревает ее. Газ, взаимодействуя с неоднородно нагретой поверхностью, начинает двигаться вдоль поверхности в направлении возрастания температуры. Это явление называется тепловым скольжением газа. Тепловое скольжение вызывает появление фотофоретической силы и силы вязкого сопротивления среды, частица начинает двигаться равномерно. Скорость равномерного движения частицы называют фотофоретической скоростью (U_{ph}).

При теоретическом описании процесса фотофоретического движения частицы будем предполагать, что в силу малости времен тепловой и диффузионной 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. $(T_e - T_\infty)/T_\infty \ll 1$. При выполнении этого условия коэффициенты теплопроводности, динамической и кинетической вязкости можно считать постоянными

величинами. Задача решается гидродинамическим методом, т.е. решаются уравнения гидродинамики с соответствующими граничными условиями и частица считается однородной по своему составу.

Движение частицы удобно описывать в сферической системе координат r, θ, φ , связанной с центром масс аэрозольной частицы. Ось OZ направлена в сторону распространения однородного потока излучения интенсивностью I_0 . В этом случае объемная плотность внутренних источников тепла имеет стандартный вид

$$q_i(r) = 2\pi k k_0 I_0 B(\mathbf{r}), \quad (1)$$

где

$$B(r, \theta, \varphi) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{|E(r, \theta, \varphi)|^2}{E_0^2} dy = B\left(r, \theta, \frac{\pi}{4}\right)$$

— безразмерная функция источников электромагнитной энергии в случае неполяризованного падающего излучения; $E(r, \theta, \varphi)$ — локальная направленность электрического поля внутри частицы; E_0 — амплитуда напряженности поля в падающей волне; $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ — волновое число; λ_0 — длина волны; $m = n + ik$ — комплексный показатель преломления вещества аэрозольной частицы. Обычно для вычисления безразмерной функции источников $B(\mathbf{r})$ пользуются решением задачи Ми для внутреннего поля (например, [16]). Поскольку систему отсчета мы связали с центром движущейся аэрозольной частицы, то наша задача сводится к анализу обтекания частицы бесконечным плоскопараллельным потоком, скорость газа на бесконечности равна с обратным знаком скорости фотофореза, т.е. $U_\infty = -U_{ph}$.

В рамках сформулированных допущений уравнения гидродинамики, теплопроводности и граничные условия имеют вид

$$\mu_e \Delta \mathbf{U}_e = \nabla P_e, \quad \text{div} \mathbf{U}_e = 0; \quad (2)$$

$$\rho_e c_{pe} (\mathbf{U}_e \nabla) T_e = \lambda_e \Delta T_e, \quad \Delta T_i = -q_i/\lambda_i; \quad (3)$$

$$r = R; \quad T_e - T_i = K_T^T \frac{\partial T_e}{\partial r};$$

$$-\lambda_e \frac{\partial T_e}{\partial r} + \lambda_i \frac{\partial T_i}{\partial r} = -C_q^T \text{Kn} \frac{\lambda_e}{R} \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial T_e}{\partial \theta} \right);$$

$$U_r^e = C_V^T K_n \frac{v_e}{RT_e} \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial T_e}{\partial \theta} \right),$$

$$U_\theta^e = C_m^* \left[r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{U_\theta^e}{r} \right) - \frac{1}{r} \frac{\partial U_r^e}{\partial \theta} \right] +$$

$$+ K_{TS} \left[1 + \text{Kn} (\beta'_{RT} + \sigma_T \beta_{RT}) \right] \frac{\partial T_e}{\partial \theta} - \\ - K_{TS} \beta_{RT}^b \frac{v_e}{2T_e} \left[r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r^2} \frac{\partial T_e}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial^2 T_e}{\partial r \partial \theta} \right], \quad (4)$$

$$r \rightarrow \infty; \quad U_r^e = U_\infty \cos \theta, \quad U_\theta^e = -U_\infty \sin \theta; \quad (5)$$

$$P_e = P_\infty; \quad T_e = T_\infty,$$

$$r \rightarrow 0, \quad T_i \neq \infty. \quad (6)$$

Здесь U_r^e и U_θ^e — компоненты массовой скорости газа U_e ; c_{pe} — теплоемкость при постоянном давлении; $C_m^* = C_m \lambda$; $K_T^T = C_T \lambda$; K_{TS} и C_m коэффициенты теплового и изотермического скольжений;

$$\beta_{RT}^{*b} = \beta_{RT}^b \lambda; \quad \sigma_T = \left(\frac{\partial^2 T_e}{\partial r \partial \theta} \right) \left(\frac{1}{R} \frac{\partial T_e}{\partial \theta} \right)^{-1};$$

λ_e и λ_i — коэффициенты теплопроводности газа и частицы; μ_e и ν_e — коэффициенты динамической и кинематической вязкости газа; индексы « e » и « i » здесь и далее относятся к газу и частице соответственно, а индексом « ∞ » обозначены значения физических величин, характеризующих внешнюю среду в невозмущимом потоке.

При постановке граничных условий для умеренно крупных частиц весь объем, занимаемый газом, мысленно разбивают на две части: слой Кнудсена — часть газа толщиной порядка длины свободного пробега, непосредственно прилегающего к поверхности частицы, и весь остальной газ. Течение в объеме газа, вне кинетического слоя, описывается обычными гидродинамическими уравнениями, а в слое Кнудсена формируются граничные условия для гидродинамических уравнений. Для описания движения газа в этом слое нужно решать кинетические уравнения [17, 18]. При этом необходимо учитывать все линейные по числу Кнудсена поправки к скорости движения аэрозольной частицы. В граничных условиях (4) на поверхности аэрозольной частицы учтено: наличие скачка температуры на поверхности частицы пропорционально коэффициенту C_T ; для потока тепла и радиальной составляющей скорости U_r^e учитывается разрыв радиального потока тепла, обусловленный растеканием части потока в слое Кнудсена пропорционально соответственно коэффициентам C_q^T и C_V^T .

Последнее граничное условие показывает, что скорость скольжения газа вдоль сферической поверхности малой кривизны складывается из четырех эффектов: первый эффект вызван неоднородностью температуры газа вдоль сферической поверхности (тепловое скольжение). С ним связан коэффициент теплового скольжения K_{TS} газа вдоль плоской поверхности и поправочный коэффициент β'_{RT} к K_{TS} , связанный с учетом наличия искривленной поверхности; второй эффект представляет собой изотермическое скольжение газа и характеризуется коэффициентом C_m ; третий эффект обусловлен скольжением газа, вызванным неоднородностью градиента температуры в слое Кнудсена из-за наличия искривленной поверхности. С этим эффектом связан коэффициент β_{RT} , и четвертый эффект учитывает барнеттовское скольжение газа и пропорционален коэффициенту β_{RT}^b . Выражения для коэффициентов K_{TS} , C_m , C_T , C_q^T , C_V^T , β'_{RT} , β_{RT} и β_{RT}^b находятся

методами кинетической теории газов и могут быть взяты из [17, 18].

На большом расстоянии от частицы ($r \rightarrow \infty$) справедливы граничные условия (5), а конечность физических величин, характеризующих частицу при $r \rightarrow 0$, учтена в (6).

Обезразмерим уравнения (2)–(3) и граничные условия (4)–(6), введя безразмерные координату, скорость и температуру следующим образом: $y_k = x_k/R$, $t = T/T_\infty$, $\mathbf{V}_e = \mathbf{U}_e/U_\infty$.

При $\text{Re} = (\rho_e U_\infty R)/\mu_e \ll 1$ набегающий поток оказывает лишь возмущающее влияние и поэтому решение уравнений гидродинамики следует искать в виде

$$\begin{aligned} \mathbf{V}_e &= \mathbf{V}_e^{(0)} + \varepsilon \mathbf{V}_e^{(1)} + \dots, \\ \mathbf{P}_e &= \mathbf{P}_e^{(0)} + \varepsilon \mathbf{P}_e^{(1)} + \dots (\varepsilon = \text{Re}). \end{aligned} \quad (7)$$

Решение уравнения, описывающее распределение температуры вне частицы, будем искать методом сращиваемых асимптотических разложений [19, 20]. Внутренние и внешние асимптотические разложения обезразмеренной температуры представим как

$$\begin{aligned} t_e(y, \theta) &= \sum_{n=0}^{\infty} f_n(\varepsilon) t_{en}(y, \theta), \quad (f_0(\varepsilon) = 1), \\ t_e^*(\xi, \theta) &= \sum_{n=0}^{\infty} f_n^*(\varepsilon) t_{en}^*(\xi, \theta), \end{aligned} \quad (8)$$

где $\xi = \varepsilon y$ — «сжатая» радиальная координата [19] ($y = x/R$).

При этом требуется, чтобы

$$\frac{f_{n+1}}{f_n} \rightarrow 0, \quad \frac{f_{n+1}^*}{f_n^*} \rightarrow 0 \quad \text{при } \varepsilon \rightarrow 0. \quad (9)$$

Недостающие граничные условия для внутреннего и внешнего разложений вытекают из условия тождественности продолжения асимптотических разложений того и другого в некоторую промежуточную область, т.е.

$$t_e(y \rightarrow \infty, \theta) = t_e^*(\xi \rightarrow 0, \theta). \quad (10)$$

Асимптотическое разложение решения внутри частицы, как показывают граничные условия на поверхности частицы (4), следует искать в виде, аналогичном (8):

$$t_i(y, \theta) = \sum_{n=0}^{\infty} f_n(\varepsilon) t_{in}(y, \theta). \quad (11)$$

Относительно функций $f_n(\varepsilon)$ и $f_n^*(\varepsilon)$ предполагается, что порядок их малости по ε увеличивается с ростом n .

С учетом сжатой радиальной координаты имеем следующее уравнение для обезразмеренной температуры t_e^* :

$$\text{Pr} \left(V_r^* \frac{\partial t_e^*}{\partial \xi} + \frac{V_\theta^*}{\xi} \frac{\partial t_e^*}{\partial \theta} \right) = \Delta^* t_e^*, \quad t_e^* \rightarrow 1 \quad \text{при } \xi \rightarrow \infty \quad (12)$$

и

$$\mathbf{V}_e^*(\xi, \theta) = \mathbf{n}_z + \varepsilon \mathbf{V}_e^*(\xi, \theta) + \dots \quad (13)$$

Здесь Δ^* — осесимметричный оператор Лапласа, полученный из Δ заменой y на ξ ; $V_r^* = V_r^*(\xi, \theta)$, $V_\theta^* = V_\theta^*(\xi, \theta)$; Pr — число Прандтля; \mathbf{n}_z — единичный вектор в направлении оси Z .

Вид граничных условий (4)–(6) указывает на то, что выражения для компонент массовой скорости V_r^e и V_θ^e ищутся в виде разложений по полиномам Лежандра и Гегенбауэра [21].

2. Поля температур вне и внутри частицы

При нахождении фотофоретической силы и скорости ограничимся поправками первого порядка малости по ε . Чтобы их найти, нужно знать поля температур вне и внутри частицы. Последовательно определяя нулевые и первые члены разложения и учитывая условия сращивания внутренних и внешних разложений, аналогично [20, 21] получаем:

$$t_e^*(\xi, \theta) = t_{e0}^* + \varepsilon t_{e1}^*, \quad t_e(y, \theta) = t_{e0} + \varepsilon t_{e1},$$

$$t_i(y, \theta) = t_{i0} + \varepsilon t_{i1}, \quad t_{e0}^* = 1, \quad t_{e0}(y) = 1 + \frac{\Gamma_0}{y},$$

$$t_{e1}^*(\xi, \theta) = \frac{\Gamma_0}{\xi} \exp\left\{ \frac{\text{Pr}}{2} \xi(x-1) \right\}, \quad x = \cos \theta,$$

$$t_{i0}(y) = B_0 + \frac{1}{4\pi R \lambda_i T_\infty y} \int_V q_i dV + \int_V \frac{f_0}{y} dy - \frac{1}{y} \int_V f_0 dV,$$

$$t_{e1}(y, \theta) = \frac{\omega}{2y} (\Gamma_1 - y) + \left\{ \frac{\Gamma}{y^2} + \omega \left(\frac{1}{2} - \frac{A_1}{4y^3} + \frac{A_2}{2y} \right) \right\} \cos \theta, \quad (14)$$

$$\omega = \Gamma_0 \text{Pr}, \quad y = r/R,$$

$$t_{i1}(y) = \Gamma_2 + \cos \theta \times$$

$$\times \left(B y + \frac{R J}{3 \lambda_i T_\infty y^2} + \frac{1}{3} \left[y \int_1^y \frac{f_1}{y^2} dy - \frac{1}{y^2} \int_1^y f_1 dy \right] \right),$$

$$V = \frac{4}{3} \pi R^3,$$

где

$$f_n(y) = -\frac{R^2}{\lambda_i T_\infty} y^2 \frac{2n+1}{2} \int_{-1}^{+1} q_i(r, \theta) P_n(x) dx,$$

$$J = \frac{1}{V} \int_V q_i z dV$$

— дипольный момент плотности тепловых источников; $P_n(x)$ — полиномы Лежандра.

Постоянные интегрирования, входящие в выражения (14), определяются из граничных условий на поверхности частицы (4).

3. Определение фотофоретической силы и скорости

Общее решение уравнений гидродинамики, удовлетворяющих конечности при $r \rightarrow \infty$, имеет вид [22, 23]:

$$P_e(y, \theta) = 1 + \cos\theta \frac{A_2}{y^2}; \quad V_r(y, \theta) = \cos\theta \left[1 + \frac{A_1}{y^3} + \frac{A_2}{y} \right];$$

$$V_\theta(y, \theta) = -\sin\theta \left[1 - \frac{A_1}{2y^3} + \frac{A_2}{2y} \right]. \quad (15)$$

Общая сила, действующая на частицу, определяется интегрированием тензора напряжений по поверхности аэрозольной частицы и имеет вид [22]:

$$F_z = -4\pi R U_\infty A_2, \quad (16)$$

где коэффициент A_2 определяется из граничных условий на поверхности аэрозольной частицы (4).

С учетом вида коэффициента A_2 общая сила, действующая на твердую крупную аэрозольную частицу сферической формы при малых относительных перепадах температуры в ее окрестности, будет аддитивно складываться из силы вязкого сопротивления среды F_μ , фотофоретической силы F_{ph} , пропорциональной дипольному моменту J , и силы F_{mh} , обусловленной движением среды (т.е. учета конвективных членов в уравнении теплопроводности):

$$\mathbf{F} = \mathbf{F}_\mu + \varepsilon \mathbf{F}^{(1)}, \quad \mathbf{F}^{(1)} = \mathbf{F}_{ph} + \mathbf{F}_{mh}, \quad (17)$$

где

$$\mathbf{F}_\mu = 6\pi R \mu_\infty U_\infty f_\mu \mathbf{n}_z, \quad \mathbf{F}_{ph} = -6\pi R \mu_\infty f_{ph} J \mathbf{n}_z,$$

$$\mathbf{F}_{mh} = -6\pi R \mu_\infty f_{mh} \mathbf{n}_z. \quad (18)$$

Значения коэффициентов f_μ , f_{mh} и f_{ph} могут быть оценены из следующих выражений:

$$f_\mu = \frac{1 + 2C_m \text{Kn}}{1 + 3C_m \text{Kn}}; \quad \Delta = 1 + 3C_m \text{Kn};$$

$$f_{ph} = K_{TS} \frac{2v_{es}}{3t_{es}} \frac{1}{\lambda_i \delta T_\infty \Delta} \times$$

$$\times \left\{ 1 + \text{Kn} \left[\beta'_{RT} + 3\beta_{RT}^5 - 2\beta_{RT} - \frac{C_V^T}{K_{TS}} (1 + 6C_m \text{Kn}) \right] \right\},$$

$$f_{mh} = K_{TS} \frac{2v_{es}}{3t_{es}} \frac{1}{\lambda_i \delta T_\infty \Delta} \times$$

$$\times \left\{ \left[1 + \text{Kn} \left(\beta'_{RT} + 3\beta_{RT}^5 - 2\beta_{RT} - \frac{C_V^T}{K_{TS}} (1 + 6C_m \text{Kn}) \right) \right] \times \right.$$

$$\left. \times \left(\frac{\lambda_e}{\lambda_i} + C_T \text{Kn} \right) + \text{Kn} \left(\beta_{RT} - \beta_{RT}^5 \right) \left(1 - 2C_q^T \text{Kn} \frac{\lambda_e}{\lambda_i} \right) \right\} \times$$

$$\times \left(1 + \frac{1 + 2C_m \text{Kn}}{2(1 + 3C_m \text{Kn})} \right).$$

Здесь индекс «s» — значения физических величин, взятых при средней относительной температуре поверхности частицы $t_{es} = t_{e0}|_{y=1}$, определяемой формулой

$$t_{es} = 1 + \frac{1}{4\pi R \lambda_e T_\infty} \int_V q_i(r, \theta) dV.$$

Приравнявая полную силу к нулю, получаем общее выражение для скорости упорядоченного движения частицы, которая будет складываться из фотофоретической скорости \mathbf{U}_{ph} и скорости \mathbf{U}_{mh} , обусловленной движением среды:

$$\mathbf{U}_p = -\varepsilon (\mathbf{U}_{ph} + \mathbf{U}_{mh}), \quad (19)$$

где

$$\mathbf{U}_{ph} = \frac{f_{ph}}{f_\mu} J \mathbf{n}_z, \quad \mathbf{U}_{mh} = \frac{f_{mh}}{f_\mu} J \mathbf{n}_z.$$

4. Анализ полученных результатов

Из формул (17) и (18) видно, что как на величину, так и на направление силы $\mathbf{F}^{(1)}$ и скорости \mathbf{U}_p будут влиять величина и направление дипольного момента плотности тепловых источников $J = \frac{1}{V} \int_V q_i z dV$.

Величины $\mathbf{F}^{(1)}$ и \mathbf{U}_p существенно зависят и от теплопроводности вещества частицы. При $\lambda_i \rightarrow \infty$ $\mathbf{F}^{(1)}$ и \mathbf{U}_p при фиксированной величине дипольного момента стремятся к нулю. При $\omega = 0$ мы получаем выражение для чистого фотофореза умеренно крупной частицы [14].

Чтобы оценить, какой вклад движение среды оказывает на фотофорез умеренно крупной аэрозольной частицы сферической формы, рассмотрим наиболее простой случай, когда частица поглощает излучение как черное тело. 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

$$q_i(r, \theta) = \begin{cases} -\frac{I_0}{\delta R} \cos\theta, & \frac{\pi}{2} \leq \theta \leq \pi, \quad R - \delta R \leq r \leq R, \\ 0, & 0 \leq \theta \leq \frac{\pi}{2}, \end{cases}$$

где I_0 — интенсивность падающего излучения, которая связана с температурой поверхности частицы следующим соотношением: $T_s = T_\infty + \frac{R}{4\lambda_e} I_0$.

С учетом этого имеем следующие выражения:

$$F_{ph}^* = \varepsilon 6\pi R \mu_e f_{ph}^*, \quad U_{ph}^* = \varepsilon U_{ph}^*; \quad (20)$$

$$f_{ph}^* = K_{TS} \frac{v_{es}}{3t_{es}\lambda_i\delta T_\infty(1+3C_mKn)} \times$$

$$\times I_0 \left\{ 1 + Kn \left[\beta'_{RT} + 3\beta^B_{RT} - 2\beta_{RT} - \frac{C_V^T}{K_{TS}}(1+6C_mKn) \right] - \right.$$

$$\left. - \frac{3}{8}Pr \left(1 + \frac{1+2C_mKn}{2(1+3C_mKn)} \right) \left[\left(1 + C_TKn \frac{\lambda_i}{\lambda_e} \right) \times \right. \right.$$

$$\left. \times \left[1 + Kn \left(\beta'_{RT} + \beta^B_{RT} - \frac{C_V^T}{K_{TS}}(1+6C_mKn) \right) \right] + \right.$$

$$\left. + Kn \frac{\lambda_i}{\lambda_e} (\beta_{RT} - \beta^B_{RT}) \left(1 - 2C_q^T Kn \frac{\lambda_e}{\lambda_i} \right) \right\},$$

$$h_{ph}^* = K_{TS} \frac{v_{es}}{3t_{es}\lambda_i\delta T_\infty(1+2C_mKn)} \times$$

$$\times I_0 \left\{ 1 + Kn \left(\beta'_{RT} + 3\beta^B_{RT} - 2\beta_{RT} - \frac{C_V^T}{K_{TS}}(1+6C_mKn) \right) - \right.$$

$$\left. - \frac{3}{8}Pr \left(1 + \frac{1+2C_mKn}{2(1+3C_mKn)} \right) \left[\left(1 + C_TKn \frac{\lambda_i}{\lambda_e} \right) \times \right. \right.$$

$$\left. \times \left[1 + Kn \left(\beta'_{RT} + \beta^B_{RT} - \frac{C_V^T}{K_{TS}}(1+6C_mKn) \right) \right] + \right.$$

$$\left. + Kn \frac{\lambda_i}{\lambda_e} (\beta_{RT} - \beta^B_{RT}) \left(1 - 2C_q^T Kn \frac{\lambda_e}{\lambda_i} \right) \right\}.$$

Для иллюстрации вклада движения среды в фотофоретическую скорость твердой умеренно крупной аэрозольной сферической частицы на рис. 1 приведены графики функций h_{ph}^* от интенсивности падающего излучения.

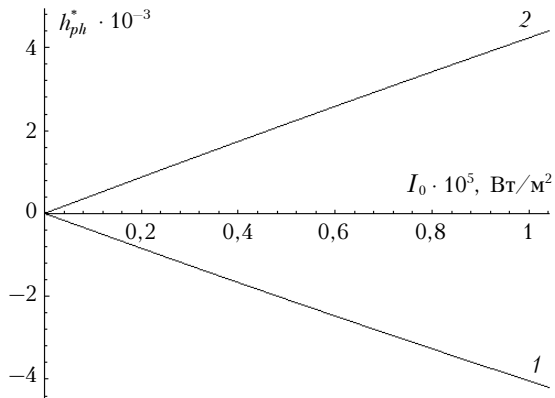


Рис. 1

Численные оценки проводились для частиц боксированного графита ($\lambda_i = 55$ Вт/(м·град), кривая 1) и сажи ($\lambda_i = 0,029$ Вт/(м·град), кривая 2), взвешенных в воздухе при $T_\infty = 273$ К, $R = 2$ мкм, $P_\infty = 10^5$ Па.

На рис. 2, 3 приведены графики функции h_{ph}^* от числа Кнудсена ($0,05 \leq Kn \leq 0,3$) при $R = 10$ мкм

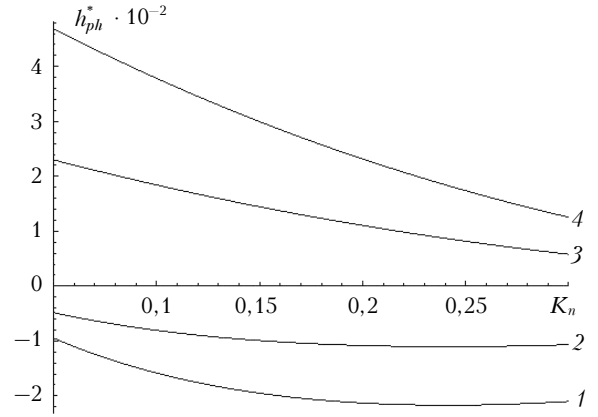


Рис. 2

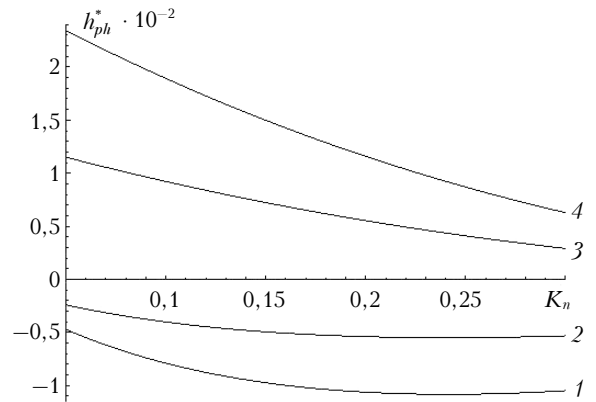


Рис. 3

(рис. 2.), $R = 20$ мкм (рис. 3), $T_s = 293$ К, 313 К для частиц графита (кривые 2, 3) и сажи (кривые 1, 4) соответственно. Из приведенных графиков видно, что учет движения среды для высокотеплопроводных частиц (графит) приводит к тому, что скорость фотофореза быстрее переходит в область так называемого «отрицательного» фотофореза. Это может быть одной из причин левитации частиц в стратосфере [10].

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках программы «Развитие научного потенциала высшей школы» (Проект РНП.2.1.1.1.3263).

1. Волковицкий О.А., Седунов Ю.С., Семенов Л.П. Распространение интенсивного лазерного излучения в облаках. Л.: Гидрометеоздат, 1982. 300 с.
2. Вальдберг А.Ю., Исянов П.М., Яламов Ю.И. Теоретические основы охраны атмосферного воздуха от загрязнения промышленными аэрозолями. СПб.: Ниногаз-фильтр, 1993. 235 с.
3. Кабанов М.В. Лазерное зондирование промышленных аэрозолей. Новосибирск: Наука, 1986. 185 с.
4. Кутуков В.Б., Яламов Ю.И. Поперечное фотофоретическое движение частиц в лазерном луче // Нелинейные эффекты при распространении лазерного излучения в атмосфере. Томск, 1977. С. 145–147.
5. Oseen C.W. Hydrodynamik. Leipzig: Akademische Verlag, 1927.
6. Praudman I., Pearson J.R.A. Expansion at small Reynolds Nuber for the Flow Past a Sphere and a Circular Cylinder // J. Fluid. Mech. 1957. V. 2. P. 237–262.

7. *Acrivos A., Taylor T.D.* Head and Mass Transfer From Single Spheres in Stokes Flow // *J. Phys.* 1962. V. 5. N 4. P. 387–394.
8. *Pueshel R.L., Verma S., Rohatschek M., Ferry G.V., Boiadjieva N., Novard S.D., Strawa A.W.* Vertical transport of anthropogenic soot aerosol into the middle atmosphere // *J. Geophys. Res. D.* 2000. V. 105. N 3. P. 3727–3736.
9. *Tehrani S., Giovane F., Blum J., Xu Y.L., Gustafson B.A.S.* Photophoresis of micrometer-sized particles in the free-molecular regime // *Int. J. Heat and Mass Transfer.* 2001. V. 44. P. 1649–1657.
10. *Береснев С.А., Ковалев Ф.Д., Кочнева Л.Б., Рунков В.А., Суетин П.Е., Черемисин А.А.* О возможности фотофоретической левитации частиц в стратосфере // *Оптика атмосф. и океана.* 2003. Т. 16. № 1. С. 52–57.
11. *Береснев С.А., Кочнева Л.Б.* Фактор асимметрии поглощения излучения и фотофорез аэрозолей // *Оптика атмосф. и океана.* 2003. Т. 16. № 2. С. 134–141.
12. *Яламов Ю.И., Хасанов А.С.* Фотофорез гетерогенных по теплопроводности крупных аэрозольных частиц // *Ж. техн. физ.* 1998. Т. 68. Вып. 4. С. 1–6.
13. *Hidy G.M., Vnock J.R.* Photophoresis and the Descent of Particles into the Lower Stratosphere // *J. Geophys. Res.* 1967. V. 72. N 2. P. 455–460.
14. *Кутуков В.Б., Щукин Е.Р., Яламов Ю.И.* О фотофоретическом движении аэрозольной частицы в поле оптического излучения // *Ж. техн. физ.* 1976. Т. 46. Вып. 3. С. 626–627.
15. *Lin S.P.* On photophoresis // *Coll. Inter. Sci.* 1975. V. 51. N 1. P. 66–74.
16. *Борен К.Ф., Хафмен Д.Р.* Поглощение и рассеяние света малыми частицами. М.: Мир, 1986. 660 с.
17. *Яламов Ю.И., Поддоскин А.Б., Юшканов А.А.* О граничных условиях при обтекании неоднородно нагретым газом сферической поверхности малой кривизны // *Докл. АН СССР.* 1980. Т. 254. № 2. С. 1047–1050.
18. *Поддоскин А.Б., Юшканов А.А., Яламов Ю.И.* Теория термофореза умеренно крупных аэрозольных частиц // *Ж. техн. физ.* 1982. Т. 52. Вып. 11. С. 2253–2262.
19. *Ван-Дайк М.* Методы возмущений в механике жидкости. М.: Мир, 1967. 310 с.
20. *Гупано Ю.П., Рязанцев Ю.С.* О массо- и теплообмене сферической частицы в ламинарном потоке вязкой жидкости // *Прикл. мат. и мех.* 1971. Т. 35. С. 255–265.
21. *Малай Н.В.* Обтекание неравномерно нагретой капли потоком жидкости при произвольных перепадах температуры в ее окрестности // *Инж. физ. ж.* 2000. Т. 73. № 4. С. 728–738.
22. *Ханпель Дж., Бреннер Г.* Гидродинамика при малых числах Рейнольдса. М.: Мир, 1976. 630 с.
23. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теоретическая физика. Т. 6. Гидродинамика. М.: Наука, 1986. 736 с.

N.V. Malai, E.R. Shchukin, A.A. Pleskanev, A.A. Stukalov. Features of the photophoretic movement of moderately large spherical aerosol particles.

It Stokes approximation the theoretical description of the photophoresis movements of a solid moderately large aerosol particles of spherical form is carried out at a small relative temperature in its neighborhood. Based on equations of gas dynamics, analytical expressions for the photophoresis force and viscosity are received in view of influence of the medium motion.