

01;03

К теории термодиффузиофореза умеренно крупной летучей двухслойной аэрозольной частицы

© С.Н. Дьяконов, Э.В. Ефремов

Орловский государственный университет,
302015 Орел, Россия

(Поступило в Редакцию 13 сентября 2002 г. В окончательной редакции 6 марта 2003 г.)

На основе гидродинамического метода в режиме со скольжением построена теория равномерного термодиффузиофоретического переноса летучей высоковязкой двухслойной частицы с фазовым переходом одного из компонентов умеренно разреженной бинарной газовой смеси на ее поверхности. Твердое шарообразное ядро и высоковязкая оболочка концентричны друг другу. Выводы теории показывают, что при движении двухслойная летучая аэрозольная частица может рассматриваться как однородная с некоторой эффективной теплопроводностью. Анализируются относительное влияние коэффициента испарения, пограничных скачков температуры, присутствие ядра на скорость термодиффузиофореза. Производится учет термодиффузионных членов, стефановских эффектов и тепла, которое связано с конвективным переносом испаряющейся массы. Полученные формулы имеют более широкие границы применения по сравнению с известными результатами традиционных теорий при равных условиях.

Введение

Двухслойные аэрозольные частицы образуются при конденсации пара на твердых ядрах и часто встречаются в реальных облаках, туманах. Они представляют особый интерес в практических приложениях, связанных с охраной окружающей среды, при изучении процесса захвата (вымывания) летучих (нелетучих) или радиоактивных высокодисперсных аэрозолей более крупными по размерам испаряющимися каплями, при исследовании осаждения аэрозолей в разнотемпературных каналах-конденсаторах, в ходе практического совершенствования химико-технологических расчетных схем и т.д. В данной работе обобщается нетрадиционный подход [1,2], осуществляющийся путем учета внешнего градиента относительной концентрации первого компонента умеренно разреженной бинарной смеси газов, пограничных скачков температуры и наличия ядра с другими термическими свойствами.

Постановка задачи. Уравнения и граничные условия

В неограниченную неподвижную бинарную смесь газов с постоянными коллинеарными градиентами \mathbf{A}_T и \mathbf{A}_C температуры T и относительной концентрации C первого компонента помещается двухслойная сферическая частица с радиусом кривизны R внешней поверхности. Высоковязкая оболочка чистой летучей жидкостью имеет коэффициент испарения α . Твердое шарообразное ядро и оболочка концентричны друг другу. Смесь газов, оболочка и ядро радиуса R_* имеют соответственно коэффициенты удельной теплопроводности κ , κ' и κ'' . Искомая скорость \mathbf{U}_{ph} термодиффузиофореза достигается, когда исчезает результирующее действие всех сил [1]. Задача решается в сферической системе координат с

началом в центре ядра. Полярная ось z направлена вдоль вектора $\mathbf{A}_T = (\nabla T)_\infty$. Скорость центра масс внешней среды относительно частицы равна $\mathbf{U} = -\mathbf{U}_{ph}$. Стационарное распределение температуры $T''(\mathbf{r})$ внутри ядра удовлетворяет уравнению Лапласа. Применяются упрощающие предположения и основные обозначения [1]. На бесконечности и границах раздела сред справедливы условия

$$r \rightarrow \infty : \quad \mathbf{v} = U\mathbf{i}_z, \quad T = T_0 + A_T z, \quad C = C_0 + A_C z,$$

$$r = R : \quad \mathbf{sv} = \mathbf{s}(K'_{Tsl}\nabla T + K'_{Dsl}\nabla C),$$

$$\mathbf{n} \left(n_1 \mathbf{v} - \frac{(n_1 + n_2)^2 m_2}{\rho} D(\nabla C + K_{TD}\nabla \ln T) \right) = \alpha v (n_1 + n_2)(C_s - C),$$

$$\mathbf{n} \left(n_2 \mathbf{v} + \frac{(n_1 + n_2)^2 m_1}{\rho} D(\nabla C + K_{TD}\nabla \ln T) \right) = 0,$$

$$T = T' + \mathbf{n}(V_{TT}\nabla T + V_{TC}T'\nabla C),$$

$$\mathbf{n}(-\kappa\nabla T + \kappa'\nabla T') = -Lm_1\alpha v (n_1 + n_2)(C_s - C),$$

$$r = R_* : \quad T' = T'', \quad \mathbf{n}(-\kappa'\nabla T' + \kappa''\nabla T'') = 0,$$

$$F_z = 0,$$

$$\rho = m_1 n_1 + m_2 n_2, \quad C = \frac{n_1}{n_1 + n_2},$$

$$C_s = \frac{n_{1s}}{n_1 + n_2}, \quad v = \left(\frac{kT}{2\pi m_1} \right)^{1/2}.$$

Здесь нормальный поток первого компонента газовой смеси на фазовой границе представляется как нормальный поток пара летучего вещества, который отводится с поверхности через слой Кнудсена и пропорционален коэффициенту испарения $\alpha \geq 0$ [1–3]. Замена коэффициента испарения (конденсации) α на дробь вида $2\alpha/(2 - \alpha)$ обобщает классическое условие Герца–Кнудсена [4–6].

Однако в данной работе вместо указанной дроби всюду фигурирует ее главное приближение $\alpha \ll 1$ (численный анализ показывает, что скорость термофоретического переноса аэрозольной частицы практически не зависит от коэффициента $\alpha \sim 1$, а при слабом и умеренно сильном испарении летучего вещества указанная зависимость существенна [1]). Скачки температуры обусловлены локальными нормальными к границе раздела градиентами $\nabla_n T$ и $\nabla_n C$ в слое Кнудсена. Газокинетические коэффициенты V_{TT} и V_{TC} позволяют оценить влияние этого слоя на векторное поле скоростей $\mathbf{v}(\mathbf{r})$, скалярные распределения $C(\mathbf{r})$, $T(\mathbf{r})$, $T'(\mathbf{r})$, $T''(\mathbf{r})$ и величину искомой скорости U термофоретического переноса умеренно крупной двухслойной частицы. Коэффициенты V_{TT} и V_{TC} имеют величину порядка $O(\lambda)$. Аналитический вид и методики вычисления коэффициентов скачков температуры и относительной концентрации первого (летучего) компонента в бинарной газовой смеси при произвольных отношениях масс молекул и концентраций компонентов представлены в [7–21]. Величины K_{Ts} , K_{Ds} , V_{TT} , V_{TC} на коэффициент испарения α не влияют, и наоборот. Поэтому в данной работе при численном анализе коэффициенты скольжений и температурные пограничные скачки соответствуют нелетучей частице. На поверхности $r = R_*$ ядра температура и нормальный поток тепла непрерывны. В разложении температурной зависимости относительной концентрации насыщенных паров летучего вещества в ряд Тейлора вблизи $T = T_w$ удерживаются первые два члена [1].

После обезразмеривания физических величин

$$\begin{aligned} \tilde{\mathbf{r}} &= \frac{\mathbf{r}}{R}, & \tilde{\mathbf{v}} &= \frac{\mathbf{v}}{U}, & \tilde{F}_z &= \frac{F_z}{6\pi\eta_0 R U}, \\ \tilde{T} &= \frac{T - T_0}{A_T R}, & \tilde{T}' &= \frac{T' - T_0}{A_T R}, \\ \tilde{T}'' &= \frac{T'' - T_0}{A_T R}, & \tilde{C} &= \frac{C - C_0}{A_C R}, \end{aligned} \quad (1)$$

тильда сверху опускается и граничные условия имеют линеаризованный вид

$$r \rightarrow \infty: \quad \mathbf{v} = U\mathbf{i}_z, \quad T = z, \quad C = z, \quad (2)$$

$$\begin{aligned} r = 1: \quad & \left\{ C_0 + (1 - C_0) \frac{m_2}{m_1} \right\} U v_r = \alpha v \\ & \times \left\{ C_s(\tau) + \frac{\partial C_s}{\partial T} \Big|_{T=\tau} (T' - \tau) - C_0 - A_C R C \right\}, \quad (3) \\ & (1 - C_0) \left\{ C_0 + (1 - C_0) \frac{m_2}{m_1} \right\} U v_r \end{aligned}$$

$$+ D \left\{ A_C \frac{\partial C}{\partial r} + A_T \frac{K_{TD}}{T_0} \frac{\partial T}{\partial r} \right\} = 0, \quad (4)$$

$$\begin{aligned} U v_\theta &= -K_{Ts} \frac{\eta_0}{\rho_0 T_0} A_T \sqrt{1 - \xi^2} \frac{\partial T}{\partial \xi} \\ &- K_{Ds} D A_C \sqrt{1 - \xi^2} \frac{\partial C}{\partial \xi}, \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \varepsilon_T T &= \varepsilon_T T' + \varepsilon_T k_{TT} \frac{\partial T}{\partial r} + \varepsilon_C C_0 k_{TC} \frac{\partial C}{\partial r}, \quad (6) \\ -\frac{\varkappa_0}{\varkappa'_0} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial T'}{\partial r} &= -\frac{L m_1 \alpha v n_0}{A_T \varkappa'_0} \end{aligned}$$

$$\times \left\{ C_s(\tau) + \frac{\partial C_s}{\partial T} \Big|_{T=\tau} (T' - \tau) - C_0 - A_C R C \right\}, \quad (7)$$

$$r = R_*: \quad T' = T'', \quad -\frac{\varkappa'_0}{\varkappa''_0} \frac{\partial T'}{\partial r} + \frac{\partial T''}{\partial r} = 0, \quad (8)$$

$$F_z = 0, \quad (9)$$

где введены обозначения $-1 \leq \xi = \cos \Theta \leq +1$

$$\eta_0 = \eta(T_0, C_0, p_0), \quad \varkappa_0 = \varkappa(T_0, C_0, p_0),$$

$$\varkappa'_0 = \varkappa'(T_0, p_0), \quad \varkappa''_0 = \varkappa''(T_0, p_0),$$

$$\tau = \frac{T_w - T_0}{A_T R} \ll 1, \quad \varepsilon_T = \frac{A_T R}{T_0} \ll 1, \quad \varepsilon_C = \frac{A_C R}{C_0} \ll 1,$$

$$k_{TT} = \frac{V_{TT}}{R} \sim O(\text{Kn}), \quad k_{TC} = \frac{V_{TC}}{R} \sim O(\text{Kn}).$$

Определение скорости и термодиффузиофореза

$$v_r(r, \xi) = P_1(\xi) - \sum_{n=2}^{\infty} \{B_n r^{-n-1} + D_n r^{-n+1}\} P_{n-1}(\xi),$$

$$\begin{aligned} v_\theta(r, \xi) &= -2 \frac{J_2(\xi)}{\sqrt{1 - \xi^2}} - \sum_{n=2}^{\infty} \left\{ (n-1) B_n r^{-n-1} \right. \\ &\left. + (n-3) D_n r^{-n+1} \right\} \frac{J_n(\xi)}{\sqrt{1 - \xi^2}}, \end{aligned}$$

$$C(r, \xi) = r\xi + \sum_{n=0}^{\infty} L_n r^{-n-1} P_n(\xi),$$

$$T(r, \xi) = r\xi + \sum_{n=0}^{\infty} F_n r^{-n-1} P_n(\xi),$$

$$T'(r, \xi) = \sum_{n=0}^{\infty} \{G'_n r^n + H'_n r^{-n-1}\} P_n(\xi),$$

$$T''(r, \xi) = \sum_{n=0}^{\infty} G''_n r^n P_n(\xi).$$

Свойства ультрасферических полиномов Гегенбауэра [1] дают уравнения ($n \geq 2$)

$$C_s(\tau) - C_0 + \frac{\partial C_s}{\partial T} \Big|_{T=\tau} (G'_0 + H'_0 - \tau) - \varepsilon_C C_0 L_0 = 0, \quad (3a)$$

$$\begin{aligned} &- \left\{ C_0 + (1 - C_0) \frac{m_2}{m_1} \right\} U (-1 + B_2 + D_2) \\ &= \alpha v \left\{ \frac{\partial C_s}{\partial T} \Big|_{T=\tau} (G'_1 + H'_1) - \varepsilon_C C_0 (1 + L_1) \right\}, \end{aligned} \quad (3b)$$

$$- \left\{ C_0 + (1 - C_0) \frac{m_2}{m_1} \right\} U(B_{n+1} + D_{n+1}) = \alpha v \left\{ \frac{\partial C_s}{\partial T} \Big|_{T=\tau} (G'_n + H'_n) - \varepsilon_C C_0 L_n \right\}, \quad (3c)$$

$$\varepsilon_C C_0 L_0 + \varepsilon_T K_{TD} F_0 = 0, \quad (4a)$$

$$(1 - C_0) \left\{ C_0 + (1 - C_0) \frac{m_2}{m_1} \right\} U(-1 + B_2 + D_2) = \frac{D}{R} \left\{ \varepsilon_C C_0 (1 - 2L_1) + \varepsilon_T K_{TD} (1 - 2F_1) \right\}, \quad (4b)$$

$$(1 - C_0) \left\{ C_0 + (1 - C_0) \frac{m_2}{m_1} \right\} U(B_{n+1} + D_{n+1}) + \frac{D}{R} (n + 1) \left\{ \varepsilon_C C_0 L_n + \varepsilon_T K_{TD} F_n \right\} = 0, \quad (4c)$$

$$U(2 + B_2 - D_2) = 2K_{Tsl} \frac{\eta_0}{\rho_0 T_0} A_T (1 + F_1) + 2K_{Dsl} \frac{D}{R} \varepsilon_C C_0 (1 + L_1), \quad (5a)$$

$$U \left\{ nB_{n+1} + (n - 2)D_{n+1} \right\} = n(n + 1) \left\{ K_{Tsl} \frac{\eta_0}{\rho_0 T_0} A_T F_n + K_{Dsl} \frac{D}{R} \varepsilon_C C_0 L_n \right\}, \quad (5b)$$

$$\varepsilon_T (1 + k_{TT}) F_0 - \varepsilon_T (G'_0 + H'_0) + \varepsilon_C C_0 k_{TC} L_0 = 0, \quad (6a)$$

$$\varepsilon_T (1 + 2k_{TT}) (1 + F_1) - \varepsilon_T (G'_1 + H'_1) + 2\varepsilon_C C_0 k_{TC} (1 + L_1) = 3(\varepsilon_T k_{TT} + \varepsilon_C C_0 k_{TC}), \quad (6b)$$

$$\varepsilon_T \left\{ 1 + (n + 1)k_{TT} \right\} F_n - \varepsilon_T (G'_n + H'_n) + (n + 1)\varepsilon_C C_0 k_{TC} L_n = 0, \quad (6c)$$

$$\frac{\varkappa_0}{\varkappa'_0} F_0 - H'_0 = -\frac{Lm_1 \alpha v n_0}{A_T \varkappa'_0} \left\{ C_s(\tau) - C_0 + \frac{\partial C_s}{\partial T} \Big|_{T=\tau} (G'_0 + H'_0 - \tau) - \varepsilon_C C_0 L_0 \right\}, \quad (7a)$$

$$\frac{\varkappa_0}{\varkappa'_0} (-1 + 2F_1) + G'_1 - 2H'_1 = -\frac{Lm_1 \alpha v n_0}{A_T \varkappa'_0} \times \left\{ \frac{\partial C_s}{\partial T} \Big|_{T=\tau} (G'_1 + H'_1) - \varepsilon_C C_0 (1 + L_1) \right\}, \quad (7b)$$

$$\frac{\varkappa_0}{\varkappa'_0} (n + 1)F_n + nG'_n - (n + 1)H'_n = -\frac{Lm_1 \alpha v n_0}{A_T \varkappa'_0} \times \left\{ \frac{\partial C_s}{\partial T} \Big|_{T=\tau} (G'_n + H'_n) - \varepsilon_C C_0 L_n \right\}, \quad (7c)$$

$$R_* G'_0 + H'_0 = R_* G''_0, \quad H'_0 = 0, \quad (8a)$$

$$R_*^3 G'_1 + H'_1 = R_*^3 G''_1,$$

$$-\frac{\varkappa'_0}{\varkappa''_0} R_*^3 G'_1 + 2 \frac{\varkappa'_0}{\varkappa''_0} H'_1 + R_*^3 G''_1 = 0, \quad (8b)$$

$$R_*^{2n+1} G'_n + H'_n = R_*^{2n+1} G''_n,$$

$$-\frac{\varkappa'_0}{\varkappa''_0} R_*^{2n+1} n G'_n + \frac{\varkappa'_0}{\varkappa''_0} (n + 1) H'_n + R_*^{2n+1} n G''_n = 0. \quad (8c)$$

Соотношения (8b) позволяют ввести обозначение

$$\delta_* = \left(1 - \frac{\varkappa'_0}{\varkappa''_0} \right) \left(1 + 2 \frac{\varkappa'_0}{\varkappa''_0} \right)^{-1} R_*^3.$$

Линейные размеры, тепловые свойства твердого шарообразного ядра и высоковязкой концентрической оболочки ($\varkappa'_0 \neq \varkappa''_0$) характеризуются исключительно параметром

$$\varkappa_* = \frac{1 + 2\delta_*}{1 - \delta_*} \varkappa'_0 = \begin{cases} \varkappa'_0, & \text{если } R_* = 0, \\ \varkappa''_0, & \text{если } R_* = 1. \end{cases} \quad (10)$$

Тогда при термодиффузиофорезе такая сферическая двухслойная аэрозольная частица рассматривается как однородная с некоторой эффективной теплопроводностью \varkappa_* .

Скорость центра инерции газообразной среды относительно частицы имеет z -проекцию

$$U = 2K_{Tsl} \frac{\eta_0}{\rho_0 T_0} A_T \frac{\delta'}{\delta} + 2K_{Dsl} \frac{D}{R} \frac{\delta''}{\delta} + \frac{\alpha v}{C_0 + (1 - C_0) \frac{m_2}{m_1}} \left\{ 2 \frac{\varkappa_0}{\varkappa_*} \frac{\partial C_s}{\partial T} \Big|_{T=\tau} - \varepsilon_T K_{TD} - \varepsilon_C C_0 \left(1 + 2 \frac{\varkappa_0}{\varkappa_*} + 2(k_{TT} - k_{TC} K_{TD}) \right) \right\} \frac{1}{\delta}, \quad (11)$$

$$\delta = \left(1 + 2 \frac{\varkappa_0}{\varkappa_*} \right) \left(2 + (1 - C_0) \frac{\alpha v R}{D} \right) + 2 \frac{Lm_1 \alpha v n_0}{A_T \varkappa_*} \left(\frac{\partial C_s}{\partial T} \Big|_{T=\tau} + \varepsilon_T K_{TD} \right) + 2k_{TT} \left\{ \left(1 - C_0 \frac{\alpha v R}{D} + 2 \left(1 + \frac{Lm_1 \alpha v n_0}{A_T \varkappa_*} \frac{\partial C_s}{\partial T} \Big|_{T=\tau} \right) \right) - 4 \frac{k_{TC}}{\varepsilon_T} \left\{ \frac{\varkappa_0}{\varkappa_*} (1 - C_0) \frac{\alpha v R}{D} \frac{\partial C_s}{\partial T} \Big|_{T=\tau} + \varepsilon_T K_{TD} \left(1 + \frac{Lm_1 \alpha v n_0}{A_T \varkappa_*} \frac{\partial C_s}{\partial T} \Big|_{T=\tau} \right) \right\} \right\}, \quad (12)$$

$$\delta' = \frac{\varkappa_0}{\varkappa_*} \left(2 + (1 - C_0) \frac{\alpha v R}{D} \right) + (\varepsilon_T K_{TD} + \varepsilon_C C_0) \frac{Lm_1 \alpha v n_0}{A_T \varkappa_*} + k_{TT} \left\{ \left(1 - C_0 \right) \frac{\alpha v R}{D} + 2 \left(1 + \frac{Lm_1 \alpha v n_0}{A_T \varkappa_*} \frac{\partial C_s}{\partial T} \Big|_{T=\tau} \right) \right\} - \frac{k_{TC}}{\varepsilon_T} \left\{ \left(2 \frac{\varkappa_0}{\varkappa_*} \frac{\partial C_s}{\partial T} \Big|_{T=\tau} - \varepsilon_C C_0 \right) (1 - C_0) \frac{\alpha v R}{D} + 2\varepsilon_T K_{TD} \left(1 + \frac{Lm_1 \alpha v n_0}{A_T \varkappa_*} \frac{\partial C_s}{\partial T} \Big|_{T=\tau} \right) \right\}, \quad (13)$$

$$\begin{aligned} \delta'' = & \frac{\kappa_0}{\kappa_*} \left((1 - C_0) \frac{\alpha \nu R}{D} \frac{\partial C_s}{\partial T} \Big|_{T=\tau} + 2\varepsilon_C C_0 \right) \\ & + (\varepsilon_T K_{TD} + \varepsilon_C C_0) \left(1 + \frac{Lm_1 \alpha \nu n_0}{A_T \kappa_*} \frac{\partial C_s}{\partial T} \Big|_{T=\tau} \right) \\ & + 2k_{TT} \varepsilon_C C_0 \left(1 + \frac{Lm_1 \alpha \nu n_0}{A_T \kappa_*} \frac{\partial C_s}{\partial T} \Big|_{T=\tau} \right) \\ & - 2 \frac{k_{TC}}{\varepsilon_T} \varepsilon_C C_0 \left(\frac{\kappa_0}{\kappa_*} (1 - C_0) \frac{\alpha \nu R}{D} \frac{\partial C_s}{\partial T} \Big|_{T=\tau} \right. \\ & \left. + \varepsilon_T K_{TD} \left(1 + \frac{Lm_1 \alpha \nu n_0}{A_T \kappa_*} \frac{\partial C_s}{\partial T} \Big|_{T=\tau} \right) \right). \end{aligned} \quad (14)$$

Величины δ , δ' , δ'' зависят от коэффициента испарения α линейным образом:

$$\begin{aligned} \frac{dU}{d\alpha} = & -2\nu \Phi(\kappa_0, \kappa_*) \left\{ 2 \frac{\kappa_0}{\kappa_*} \frac{\partial C_s}{\partial T} \Big|_{T=\tau} - \varepsilon_T K_{TD} \right. \\ & \left. - \varepsilon_C C_0 \left(1 + 2 \frac{\kappa_0}{\kappa_*} + 2(k_{TT} - k_{TC} K_{TD}) \right) \right\} \frac{1}{\delta^2}, \\ \Phi(\kappa_0, \kappa_*) = & 2K_{Tsl} \frac{\eta_0}{\rho_0 D} \left(k_{TC} (1 - C_0) + \frac{Lm_1 n_0 D}{T_0 \kappa_*} \right) \\ & - K_{Dsl} \left(\left(1 + 2 \frac{\kappa_0}{\kappa_*} + 2k_{TT} \right) (1 - C_0) + 2K_{TD} \frac{Lm_1 n_0 D}{T_0 \kappa_*} \right) \\ & - \frac{1}{C_0 + (1 - C_0) \frac{m_2}{m_1}} \left(1 + 2 \frac{\kappa_0}{\kappa_*} + 2(k_{TT} - k_{TC} K_{TD}) \right). \end{aligned}$$

Анализ результатов

Производная $dU/d\alpha$ меняет свой знак два раза при условиях

$$\Phi(\kappa_0, \kappa_*) = 0,$$

$$\begin{aligned} 2 \frac{\kappa_0}{\kappa_*} \frac{\partial C_s}{\partial T} \Big|_{T=\tau} - \varepsilon_T K_{TD} \\ - \varepsilon_C C_0 \left(1 + 2 \frac{\kappa_0}{\kappa_*} + 2(k_{TT} - k_{TC} K_{TD}) \right) = 0. \end{aligned}$$

Первое соотношение выполняется для низкотеплопроводных ($\kappa_0 \sim \kappa_*$), а второе равенство — для высокотеплопроводных ($\kappa_0 \ll \kappa_*$) сферических однородных тел с удельной теплопроводностью κ_* . Эти условия совпадают с соответствующими уравнениями [1] для термофореза ($A_C = 0$) летучего однородного шара ($R_* = 0$) без учета скачков температуры ($k_{TT} = k_{TC} = 0$).

На рис. 1 представлены зависимости κ_*/κ'_0 от приведенного радиуса R_* сферического ядра при различных отношениях κ'_0/κ''_0 . Вообще говоря, при испарении сферической аэрозольной частицы с шарообразным ядром ее внешний радиус R уменьшается, а приведенный радиус R_* увеличивается. Как следует из рис. 1, эффективная теплопроводность возрастает ($\kappa'_0/\kappa''_0 < 1$) или убывает

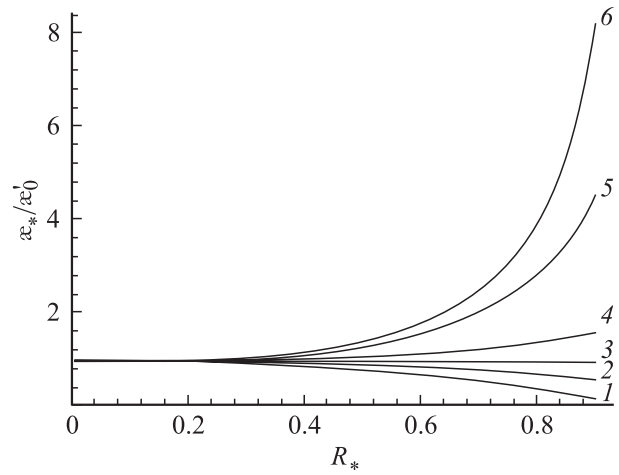


Рис. 1. Зависимость отношения κ_*/κ'_0 от приведенного радиуса R_* ядра частицы. κ'_0/κ''_0 : 1 — 100, 2 — 2, 3 — 1, 4 — 0.5, 5 — 0.1, 6 — 0.01.

($\kappa'_0/\kappa''_0 > 1$), и при $R_* = 1$ она достигает значения κ''_0 , т. е. $\kappa_* = \kappa''_0$.

Влияние летучести на термодиффузионные скалярные поля и скорость переноса частицы можно практически не учитывать, когда

$$\begin{aligned} \frac{\alpha \nu R}{D} \ll 1, \quad C_s(T_0) \left(\frac{L\mu}{R_g T_0} - 1 \right) \sim |K_{TD}|, \\ k_{TC} |K_{TD}| \sim 1, \quad \frac{Lm_1 \alpha \nu R n_0}{\kappa_*} \ll k_{TC} T_0. \end{aligned}$$

Распределения температуры и относительной концентрации компонента практически не зависят от теплопроводности газовой среды, если капля является высокотеплопроводной. Вокруг летучей частицы образуется газовая смесь и передает телу нескомпенсированный импульс в основном посредством термодиффузии

$$\begin{aligned} \delta \rightarrow & (1 + 2k_{TT})(1 - C_0) \frac{\alpha \nu R}{D} + 2\varepsilon_T K_{TD} \frac{Lm_1 \alpha \nu n_0}{A_T \kappa_*} \\ & + 2 \left(1 + 2(k_{TT} - k_{TC} K_{TD}) \right) \left(1 + \frac{Lm_1 \alpha \nu n_0}{A_T \kappa_*} \frac{\partial C_s}{\partial T} \Big|_{T=\tau} \right), \\ \delta' \rightarrow & \left(k_{TT} + \varepsilon_C C_0 \frac{k_{TC}}{\varepsilon_T} \right) (1 - C_0) \frac{\alpha \nu R}{D} \\ & + (\varepsilon_T K_{TD} + \varepsilon_C C_0) \frac{Lm_1 \alpha \nu n_0}{A_T \kappa_*} \\ & + 2(k_{TT} - k_{TC} K_{TD}) \left(1 + \frac{Lm_1 \alpha \nu n_0}{A_T \kappa_*} \frac{\partial C_s}{\partial T} \Big|_{T=\tau} \right), \\ \delta'' \rightarrow & (\varepsilon_T K_{TD} + \varepsilon_C C_0) \left(1 + \frac{Lm_1 \alpha \nu n_0}{A_T \kappa_*} \frac{\partial C_s}{\partial T} \Big|_{T=\tau} \right) \\ & + 2\varepsilon_C C_0 (k_{TT} - k_{TC} K_{TD}) \left(1 + \frac{Lm_1 \alpha \nu n_0}{A_T \kappa_*} \frac{\partial C_s}{\partial T} \Big|_{T=\tau} \right). \end{aligned}$$

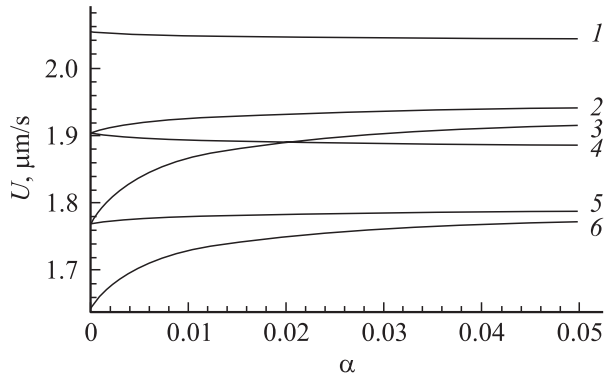


Рис. 2. Зависимость скорости U термофореза капли этилового спирта от коэффициента испарения α при $A_T = 100$ К/м, $R = 10$ μm , $C_0 = 0.01$ и $K_{TD} = 0$ (термодиффузия отсутствует). 1–3 построены с учетом скачка k_{TT} температуры в бинарной смеси газов $\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}-\text{N}_2$; 4–6 — без учета. Невозмущенные температуры $T_0 = 283$ (1, 4); 303 (2, 5); 323 К (3, 6).

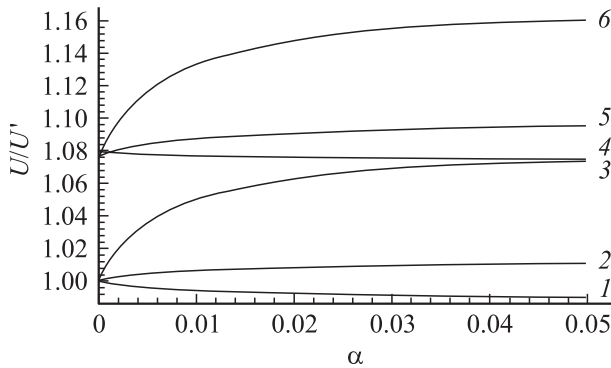


Рис. 3. Зависимость отношения U/U' ($U' = 2K'_{sl} \times \frac{x_0/x'_0}{1+2x_0/x'_0} A_T$ — скорость термофореза твердой нелетучей частицы) от коэффициента испарения α при $R = 10$ μm , $C_0 = 0.01$ и $K_{TD} = 0$ (термодиффузия отсутствует). 1–3 и 4–6 построены без учета и с учетом скачка k_{TT} температуры. Невозмущенные температуры $T_0 = 283$ (1, 4), 303 (2, 5), 323 К (3, 6).

Численный анализ для крупной ($R = 100$ μm) и умеренно крупной ($R = 10$ μm) однородных частиц показывает, что при слабом испарении капли этилового спирта в бинарной смеси газов $\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}-\text{N}_2$ скорость термофореза ($A_C = 0$) сильно зависит от фактора α . При $0.05 < \alpha < 1$ зависимость крайне слабая [1]. При обычных температурах летучесть спирта увеличивает скорость термофоретического переноса на 10–13% по сравнению со скоростью термофореза твердой нелетучей частицы ($C_0 = 0.001-0.1$, $k_{TC} = 0$, $K_{TD} = 0$). Этот вывод согласуется с результатами [22,23]. Однако выводы этих работ, посвященных решению задачи о термофорезе летучей сферической аэрозольной частицы, фактически повторяют результаты, ссылки на которые приведены в библиографиях книг [7,24], но недостаточно полно представлены в [22,23].

Влияние скачка температуры для умеренно крупных частиц ($R = 10$ μm) дает увеличение скорости термофореза на 6–8%, что хорошо видно из рис. 2.

На рис. 3 и 4 представлены зависимости отношения скоростей термофореза ($A_C = 0$) и диффузиофореза ($A_T = 0$) к соответствующей скорости твердой нелетучей частицы с учетом и без учета температурного скачка k_{TT} при разных температурах.

Данная работа представляет собой альтернативный вариант по отношению к известным традиционным теориям [7,25,26]. Ее результаты совпадают с полученными ранее только в указанном выше предельном случае, когда справедливы условия

$$C_0 \ll 1 \ll \frac{\alpha v R}{D}, \quad C_s(T_0) \ll 1, \quad \frac{n_0}{n'_0} \ll 1.$$

При переходе к умеренно крупной летучей чистой высоковязкой аэрозольной частице неравенство $\alpha v R/D \gg 1$ не выполняется даже при сильном диффузионном испарении ($\alpha \sim 1$). Скорость термофорети-

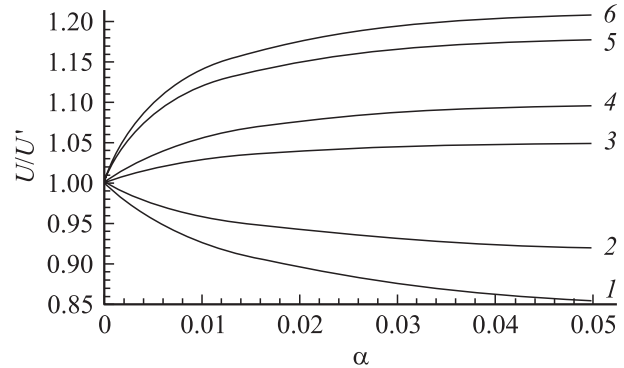


Рис. 4. Зависимость отношения U/U' ($U' = K_{Dsl} D A_C$ — скорость диффузиофореза твердой нелетучей частицы) от коэффициента испарения α при $R = 10$ μm , $C_0 = 0.01$ и $K_{TD} = 0$ (термодиффузия отсутствует). 1–5 и 2, 4, 6 построены без учета и с учетом скачка k_{TT} температуры. Невозмущенные температуры $T_0 = 283$ (1, 2), 303 (3, 4), 323 К (5, 6).

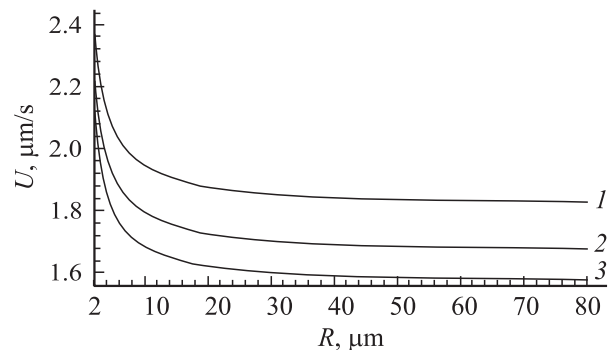


Рис. 5. Зависимость скорости U ($\mu\text{m/s}$) переноса чистой капли этилового спирта от ее радиуса R (μm). 1 построена по формуле из [25], 2 и 3 используют выражения (11)–(14) при $\alpha = 1$ и $\alpha = 0$ соответственно ($A_T = 100$ К/м, $T_0 = 323$ К, $C_0 = 0.1$, $k_{TC} = 0$, $K_{TD} = 0$).

ческого переноса одиночной умеренно крупной летучей твердой сферы в режиме слабого и умеренно сильного диффузионного испарения имеет разную величину, если она вычисляется с помощью выражений (11)–(14) и формулы из [25]. На рис. 5 представлены зависимости величины скорости U ($\mu\text{m/s}$) термофореза от радиуса R сферической капли этилового спирта в смеси газов $\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}-\text{N}_2$. Отсюда видно, что при сильном испарении крупной аэрозольной частицы отличие в результатах данной работы и традиционной теории [25] достигает 15%. Эта разница увеличивается до 30%, если бинарная газовая смесь насыщается парами летучего компонента, когда $C_0 \rightarrow C_s(T_0)$ при прочих равных условиях.

Важнейшие обозначения

\mathbf{r} — радиус-вектор точки наблюдения, (m); (r, Θ, φ) — сферические координаты, (m, rad, rad); $(\mathbf{i}_r, \mathbf{i}_\theta, \mathbf{i}_\varphi)$ — соответствующие им безразмерные орты; $(\mathbf{n}, \mathbf{s}, \mathbf{i}_\varphi)$ — правая тройка безразмерных локальных характеристических единичных векторов; R, R_* — радиусы кривизны внешней и внутренней поверхностей сферического слоя летучей высоковязкой оболочки, m; \mathbf{U} — скорость центра инверсии бинарной газовой смеси, m/s; $\mathbf{U}_{ph} = -\mathbf{U}$ — скорость равномерного термофоретического движения летучей частицы, m/s; \mathbf{F} — равнодействующая всех сил, N; Kn — безразмерное число Кнудсена; $\mathbf{v}(\mathbf{r})$ — векторное поле скоростей в газообразной среде, m/s; $C(\mathbf{r})$ — скалярное поле безразмерной величины — относительная концентрация первого компонента смеси газов; $T(\mathbf{r}), T'(\mathbf{r}), T''(\mathbf{r})$ — распределения температур вне двухслойной частицы, внутри оболочки и ядра, K; T_w — средняя температура на поверхности аэрозольной частицы, K; p_0, T_0, C_0 — невозмущенные значения давления, температуры и относительной концентрации летучего компонента (в месте нахождения геометрического центра ядра двухслойной частицы при ее отсутствии), Pa, K, безразмерная; $\mathbf{A}_T = (\nabla T)_\infty, \mathbf{A}_C = (\nabla C)_\infty$ — постоянные градиенты температуры и относительной концентрации первого летучего компонента в газовой среде на бесконечности, K/m, m^{-1} ; K_{Tsl}, K_{Dsl} — безразмерные газокинетические коэффициенты теплового и диффузионного скольжений бинарной газовой смеси; V_{TT} и V_{TC} , k_{TT} и k_{TC} — скачки температуры на границе конденсированной фазы, m, безразмерные; D — коэффициент взаимной диффузии компонентов газовой смеси, m^2/s ; K_{TD} — безразмерное термодиффузионное отношение; $(n_1, n_2), (m_1, m_2), (\lambda_1, \lambda_2)$ — численные концентрации, массы и средние длины свободного пробега газовых молекул первого и второго сорта, $\text{m}^{-3}, \text{kg}, \text{m}$; ρ, η — плотность и динамическая вязкость газовой среды, $(\text{kg}/\text{m}^3), (\text{Pa} \cdot \text{s})$; $\kappa, \kappa', \kappa''$ — коэффициенты удельной теплопроводности газовой среды, вещества оболочки и ядра, $\text{J}/(\text{K} \cdot \text{m})$; n_{1s} и C_s — численная и относительная концентрации насыщенного пара летучей конденсированной фазы, m^{-3} , безразмерная; L — удельная теплота

парообразования, J/kg ; α — безразмерный коэффициент испарения; μ и n' — молярная масса и численная концентрация молекул вещества капли, $\text{kg}/\text{mol}, \text{m}^{-3}$; k, R_g — постоянная Больцмана и универсальная газовая постоянная, $\text{J}/\text{K}, \text{J}/(\text{K} \cdot \text{mol})$; ∇ — векторный дифференциальный оператор первого порядка, m^{-1} ; E^2, Δ — дифференциальные операторы Стокса и Лапласа второго порядка, m^{-2} ; $\xi = \cos \Theta$ — безразмерная угловая переменная; $C_n^{-1/2}(\xi) = J_n(\xi), C_n^{+1/2}(\xi) = P_n(\xi)$ — ультрасферические полиномы Гегенбауэра, безразмерные; B, D, F, G', H', G'', L — неизвестные постоянные разложений с натуральным индексом, безразмерные; $\varepsilon_T, \varepsilon_C$ — безразмерные малые параметры; $\delta_*, \delta, \delta', \delta''$ — безразмерные параметры.

Индексы

Tsl — тепловое скольжение; Dsl — диффузионное скольжение; ph — форетическое движение; s — насыщенный пар; g — газ; TD — термодиффузия; α — реактивная составляющая; \mathbf{v} — векторное поле скоростей; T — температура; TT, TC — у температурных скачков первая буква T — температурное поле, вторая буква означает обусловленность температурного скачка наличием неоднородности по температуре T и относительной концентрации C соответственно; 1, 2 — у физических величин означают молекулы первого и второго сорта, а цифра 0 относится к невозмущенным величинам; z — проекция на ось Oz ; n, r, Θ — проекции на нормальное \mathbf{n} , радиальное \mathbf{r} и касательное \mathbf{i}_θ направления; w — стена.

Список литературы

- [1] Дьяконов С.Н., Котлярова Л.В., Яламов Ю.И. // ЖТФ. 2002. Т. 72. Вып. 3. С. 24–30.
- [2] Дьяконов С.Н., Ефремов Э.В., Морозов А.А. // ЖТФ. 2002. Т. 72. Вып. 3. С. 11–16.
- [3] Яламов Ю.И. О влиянии коэффициента испарения на диффузиофорез крупных капель. Деп. в ВИНТИ. № 4120-Б 90. М.: МОПИ, 1990.
- [4] Макашев Н.К. // Уч. записки ЦАГИ. 1974. Т. 5. № 3. С. 49–62.
- [5] Муратова Т.М., Лабунцова Д.А. // ТВТ. 1969. Т. 7. № 5.
- [6] Павлокевич Н.В., Горелик Г.Е., Левданский В.В. и др. Физическая кинетика и процессы переноса при фазовых превращениях / Под ред. С.И. Анисимова. Минск: Наука и техника, 1980. 208 с.
- [7] Яламов Ю.И., Галоян В.С. Динамика капель в неоднородных вязких средах. Ереван: Луйс, 1985. 207 с.
- [8] Алехин Е.И., Яламов Ю.И. Математические основы решения граничных задач кинетической теории многокомпонентных газов вблизи конденсированной фазы. М.: Изд-во МОПИ, 1991. 150 с.
- [9] Савков С.А., Юшканов А.А., Яламов Ю.И. // Физическая кинетика и гидромеханика дисперсных систем. Деп. в ВИНТИ. № 5321. М., 1986.

- [10] Яламов Ю.И., Юшканов А.А., Савков С.А. // ДАН СССР. 1987. Т. 296. № 5. С. 1107–1111.
- [11] Яламов Ю.И., Юшканов А.А., Савков С.А. // ДАН СССР. 1988. Т. 301. № 5. С. 1111–1114.
- [12] Гайдуков М.Н., Ивченко И.Н., Яламов Ю.И. // Изв. АН СССР. МЖГ. 1972. № 2. С. 199–203.
- [13] Метелкин Е.В., Яламов Ю.И. // Изв. АН СССР. МЖГ. 1973. № 4. С. 142–148.
- [14] Яламов Ю.И., Гайдуков М.Н. Физика аэродисперсных систем и физическая кинетика. Калинин, 1975. С. 49–57.
- [15] Яламов Ю.И., Шукин Е.Р., Алехин Е.И. Актуальные проблемы физики и механики аэродисперсных систем. М.: 1989. Деп в ВИНТИ. № 580.
- [16] Алехин Е.И., Яламов Ю.И. Избранные вопросы физики аэрозолей. Деп. в ВИНТИ. № 862. М., 1989. С. 3–9.
- [17] Яламов Ю.И., Шукин Е.Р., Алехин Е.И. // ТВТ. 1990. Т. 28. № 2. С. 256–262.
- [18] Алехин Е.И., Яламов Ю.И. Кинетические эффекты на границе раздела жидкость–многокомпонентная смесь газов. Деп. в ВИНТИ. № 4119. М., 1990.
- [19] Яламов Ю.И., Юшканов А.А. Физика аэродисперсных систем и физическая кинетика. Деп. в ВИНТИ. № 3014. М., 1979. С. 149–174.
- [20] Яламов Ю.И., Гайдуков М.Н., Галоян В.С., Мелкумян М.А. Физика дисперсных систем и физическая кинетика. Деп. в ВИНТИ. № 3865. М., 1981. Вып. 5. С. 7–78.
- [21] Яламов Ю.И., Мелкумян М.А., Гайдуков М.Н. // ДАН СССР. 1983. Т. 250. № 6. С. 1384–1388.
- [22] Баканов С.П. // Изв. РАН. МЖГ. 1995. № 5. С. 181–186.
- [23] Баканов С.П. // Коллоид. журн. 1995. Т. 57. № 6. С. 773–777.
- [24] Шукин Е.Р., Яламов Ю.И., Шулиманова З.Л. Избранные вопросы физики аэрозолей. М.: Изд-во МПУ, 1992. 297 с.
- [25] Яламов Ю.И., Зенкина О.Н., Барина М.Ф. // ИФЖ. 2000. Т. 73. № 6. С. 1295–1305.
- [26] Яламов Ю.И., Лебедева А.Л. // ИФЖ. 2000. Т. 73. № 6. С. 1306–1312.