

01:02:03

©1995 г.

ТЕРМОФОРЕЗ ДВУХСЛОЙНОЙ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ АЭРОЗОЛЬНОЙ ЧАСТИЦЫ В УМЕРЕННО РАЗРЕЖЕННОМ ГАЗЕ

Ю.И. Яламов, Р.А. Сафиуллин

Московский педагогический университет,
107005 Москва, Россия
(Поступило в Редакцию 24 декабря 1993 г.
В окончательной редакции 17 мая 1994 г.)

Впервые рассмотрена задача термофореза двухслойной цилиндрической аэрозольной частицы в неоднородном по температуре умеренно разреженном однокомпонентном газе. В граничных условиях использовались все эффекты, линейные по числу Кнудсена. Задача решалась на основе линеаризованного уравнения Навье-Стокса и Лапласа. Представлены графики зависимости скорости термофореза от числа Кнудсена и радиуса твердого ядра частицы для различных отношений коэффициентов теплопроводности твердого ядра, жидкости (оболочки) и газа.

Термофорез двухслойных аэрозольных частиц рассматривался в работах [1-10]. Теория развивалась как для крупных и умеренно крупных сферических [1-5,9,10], так и для крупных эллипсоидальных частиц [6,7]. В отличие от крупных частиц уже умеренно крупных необходимо учитывать все эффекты линейные по числу Кнудсена. Для этого в работах [11,12] на основе кинетической теории газов были получены граничные условия теории термофореза при обтекании однокомпонентным неоднородно нагретым газом сферической поверхности малой кривизны с учетом всех эффектов, которые могут вносить поправки по числу Кнудсена того же порядка, что и изотермическое скольжение и скачок температуры. Более подробное изложение данной проблемы для сферических частиц можно найти в работе [10]

Рассмотрим двухслойную цилиндрическую аэрозольную частицу радиуса R , значительно меньшего ее длины L , состоящую из жидкости (оболочки), сконденсированной на твердой частице (ядре) радиуса a . Частица взвешена в умеренно разреженном однокомпонентном газе, плотность которого и размер частицы удовлетворяют неравенству

$$0.01 < \frac{\lambda}{R} \leq 0.3, \quad (1)$$

где $\lambda/R = \text{Kn}$ — число Кнудсена, λ — средняя длина свободного пробега газовых молекул.

Постоянный вдали от частицы градиент температуры $(\nabla T_e)_\infty$ перпендикулярен оси частицы.

Свяжем систему отсчета с частицей, причем так, чтобы ось z системы координат совпадала с осью частицы, а полярная ось x совпадала с направлением $(\nabla T_e)_\infty$. Частицы при этом можно считать покоящейся, а центр тяжести газовой среды движущимся относительно частицы при $r \rightarrow \infty$ со скоростью U перпендикулярно оси цилиндра. Внешняя среда будет характеризоваться средней вязкостью η_e , плотностью ρ_e , температурой T_e и теплопроводностью κ_e на большом расстоянии от частицы. Ввиду условия (1) среду можно считать сплошной и для описания течения использовать уравнения гидродинамики [13]. Практически наблюдаемые разности температур на расстояниях порядка линейных размеров частицы позволяют принять постоянными физические характеристики среды и считать числа Рейнольдса и Пекле много меньшими 1.

На основе вышесказанного за исходные для решения берем линеаризованные уравнения Навье–Стокса для векторного поля скорости в среде $\mathbf{V}^{(e)}$ [13] и уравнение Лапласа [14] для распределения температуры вне (T_e), внутри жидкости (оболочки) (T_i) и твердого ядра (T_a) частицы в виде

$$\text{div } \mathbf{V}^{(e)} = 0, \quad (2)$$

$$\mathbf{U}(\nabla \mathbf{V}^{(e)}) = -\frac{1}{\rho_e} \nabla P^{(e)} + \frac{\eta_e}{\rho_e} \delta \mathbf{V}^{(e)}, \quad (3)$$

$$\Delta T = 0, \quad (4)$$

где $P^{(e)}$ — давление среды.

Используем граничные условия на поверхности частицы (при $r = R$) с учетом всех эффектов, линейных по числу Кнудсена [11,12],

$$V_r^{(e)} = C_v \text{Kn} \frac{\nu_e}{RT_e} \frac{\partial^2 T_e}{\partial \theta^2}, \quad (5)$$

$$V_\theta^{(e)} = K_{TS}^{(0)} [1 + \text{Kn} \beta'_R + \text{Kn} \sigma_T \beta_R] \frac{\nu_e}{R} \frac{\partial \ln T_e}{\partial \theta} - K_{TS}^{(0)} \text{Kn} \beta_B \frac{\nu_e}{2T_e} T_{r\theta} + C_m \text{Kn} \Pi_{r\theta} \quad (6)$$

$$T_e - T_1 = C_T \lambda \frac{\partial T_e}{\partial r}, \quad (7)$$

$$-\kappa_e \frac{\partial T_e}{\partial r} + \kappa_1 \frac{\partial T_i}{\partial r} = -C_q \text{Kn} \frac{\kappa_e}{R} \frac{\partial^2 T_e}{\partial \theta^2}, \quad (8)$$

где

$$\sigma_T = \left(\frac{\partial^2 \ln T_e}{\partial r \partial \theta} \right) \left(\frac{\partial \ln T_e}{R \partial \theta} \right)^{-1},$$

$$T_{r\theta} = R \left[r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r^2} \frac{\partial T_e}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial T_e}{\partial \theta^2} \right],$$

$$\Pi_{r\theta} = R \left[r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{V_{\theta}^{(e)}}{r} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial V_r^{(e)}}{\partial \theta} \right].$$

На большом расстоянии от частицы (при $r \rightarrow \infty$) имеем следующие граничные условия:

$$V_r^{(e)} = |\mathbf{U}| \cos \theta, \quad (9)$$

$$V_{\theta}^{(e)} = -|\mathbf{U}| \sin \theta, \quad (10)$$

$$T_{\epsilon} = T_{0\epsilon} + |(\nabla T_{\epsilon})_{\infty}| r \cos \theta, \quad (11)$$

на поверхности ядра ($r = a$) [9]

$$T_1 = T_a, \quad (12)$$

$$-\kappa_i \frac{\partial T_i}{\partial r} = \kappa_a \frac{\partial T_a}{\partial r}, \quad (13)$$

где $\nu_e = \eta_e / \rho_e$ — коэффициент кинематической вязкости газа; r, θ — полярные координаты; $V_r^{(e)}, V_{\theta}^{(e)}$ — компоненты вектора скорости в полярной системе координат; C_m — коэффициент изотермического скольжения; κ — коэффициент теплопроводности; C_T — коэффициент скачка температуры; \mathbf{U} — скорость течения газа вдали от частицы; T_{0e} — температура газа на оси z вдали от частицы; $K_{TS}^{(0)}$ — коэффициент теплового скольжения вдоль плоской поверхности; C_q и C_v — коэффициенты потока тепла и массы, растекающихся в слое Кнудсена [12]; β_R, β'_R — поправки на кривизну поверхности к $K_{TS}^{(0)}$ первого порядка по Kn ; β_B — коэффициент барнеттовского скольжения; индексы e, i принадлежат величинам, характеризующим внешнюю среду и жидкостную фазу частицы соответственно, индекс a — величинам, характеризующим твердое ядро.

В работах [11, 12] приведены выражения для газокинетических коэффициентов $K_{TS}^{(0)}, \beta_R, \beta'_R, \beta_B, C_T, C_m, C_v, C_q$, которые находятся в процессе решения уравнения Больцмана в слое Кнудсена. При коэффициентах аккомодации тангенциального импульса α_T и энергии α_E , равных единице, газокинетические коэффициенты равны $K_{TS}^{(0)} = 1.152$, $\beta_R = 0.627$, $\beta'_R = -2.103$, $\beta_B = -3.039$, $C_T = 2.208$, $C_m = 1.146$, $C_v = 0.760$, $C_q = 0.351$.

На частицу, движущуюся в вязком неоднородно нагретом однокомпонентном умеренно разреженном газе, действуют сила вязкого сопротивления \mathbf{F}_V и термофоретическая сила \mathbf{F}_T . При достижении установившегося движения эти силы уравновешивают друг друга

$$\mathbf{F}_V + \mathbf{F}_T = 0. \quad (14)$$

Это условие позволяет определить скорость термофореза. Уравнения (2)–(4) с граничными условиями (5)–(13) решаются аналогичным образом, как в работе [14].

Для скорости термофореза U_T цилиндрической двухслойной аэрозольной велетучей частицы с твердым ядром получим

$$U_T = -K_{TS}^{(0)} \nu_e \nabla \ln T_e \left\{ \left[\frac{\kappa_e}{\kappa_i} (1 + \psi) + \text{Kn} C_T (1 - \psi) \right] \times \right. \\ \times \left[1 + \text{Kn} \beta'_R - \text{Kn} C_v^* (1 + 4 \text{Kn} C_m) \right] + \text{Kn} \beta_R \left[1 - \psi - \text{Kn} C_q \frac{\kappa_e}{\kappa_i} (1 + \psi) \right] + \\ \left. + \text{Kn} \beta_B \left[(1 - \psi)(1 - \text{Kn} C_T) - \frac{\kappa_e}{\kappa_i} (1 + \psi)(1 - \text{Kn} C_q) \right] \right\} \times \\ \times \left\{ \left[(1 - \psi)(1 + \text{Kn} C_T) - \frac{\kappa_e}{\kappa_i} (1 + \psi)(1 - \text{Kn} C_q) \right] (1 + 2 \text{Kn} C_m) \right\}^{-1}, \quad (15)$$

где $C_v^* = C_v / K_{TS}^{(0)}$, $\psi = (a^2 / R^2) [(\kappa_1 / \kappa_a - 1) / (1 + \kappa_1 / \kappa_a)]$.

Если мы не будем учитывать дополнительные поправки, связанные с влиянием кривизны поверхности, т.е. положим газокинетические коэффициенты $\beta_R, \beta'_R, \beta_B, C_m, C_v, C_q$ равными нулю, то получим формулу скорости термофореза для крупной двухслойной цилиндрической частицы, а при $\kappa_a \rightarrow \kappa_1$ и $a \rightarrow R$ мы приходим к формуле для скорости термофореза твердой цилиндрической частицы [14].

По формуле (15) были проведены расчеты (рис. 1) для безразмерной величины $U_T / [\nu_e (\nabla T_e)_\infty / T_e] = U_T^*$ от числа Kn в интервале $0 \leq \text{Kn} \leq 0.3$. Графики построены при трех значениях L (L — отношение коэффициентов теплопроводности твердого ядра и жидкости (оболочки)) и M (M — отношение коэффициентов теплопроводности жидкости (оболочки) и газа) для трех значений безразмерной величины $a/R = A$. С ростом Kn , когда $A = 0.1, 0.5$ (кривые 1, 1'), для высокотеплопроводной частицы ($L = 0.001, M = 0.01$) скорость термофореза быстрее переходит в область так называемого "отрицательного"

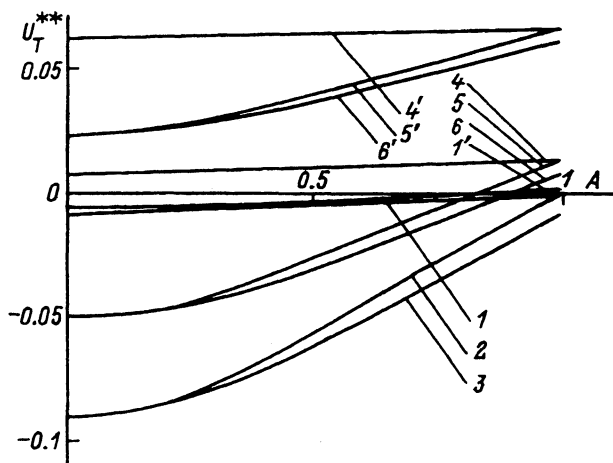


Рис. 1. Термофоретическая скорость при $\alpha_T = \alpha_E = 1$.

1, 1', 4 — $L = 0.001, M = 0.01$; 2, 2', 5 — $L = 0.01, M = 0.01$; 3, 3', 6 — $L = 0.1, M = 0.1$; A: 1-3 — 0.1, 1'-3' — 0.5, 4-6 — 1.

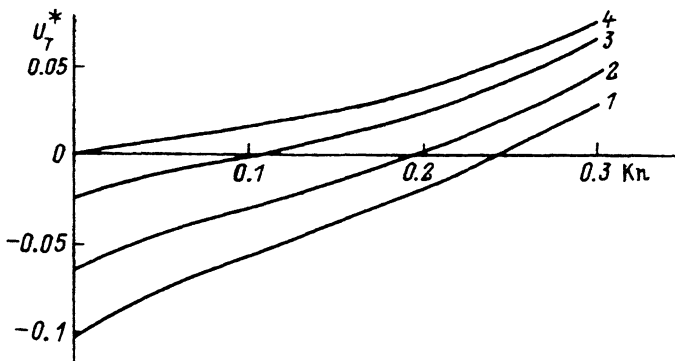


Рис. 2. Термофоретическая скорость при $\alpha_T = \alpha_E = 1$.
 $L = 0.001$, $M = 0.1$; 1 — $A = 0.1$, 2 — 0.5, 3 — 0.8, 4 — 1.

термофореза, где термофоретическая сила действует в направлении градиента температуры в газе, чем когда теплопроводности частицы $L = 0.01$, $M = 0.01$ и $L = 0.1$, $M = 0.1$ (кривые 2, 2', 3, 3'). При $A = 1$ достигается скорость термофореза твердой однородной частицы.

На рис. 2 представлены графики зависимости U_T^* от Kn при постоянных L и M для четырех значений A . Когда теплопроводность частицы остается постоянной ($L = 0.001$, $M = 0.1$) с ростом Kn видно существенное влияние увеличения радиуса твердого ядра частицы на U_T^* .

На рис. 3 представлены графики зависимости безразмерной величины $U_T / [K_{TS}^{(0)} \nu_e (\nabla T_e)_\infty / T_e] = U_T^{**}$ от A при различных значениях числа Kn . С ростом разреженности газа и с ростом радиуса a твердого ядра частицы, у которого теплопроводность (κ_a) выше, чем теплопроводность жидкости (оболочки), (κ_1), U_T^{**} убывает по абсолютной величине, возникает отрицательный эффект.

Из рис. 1–3 видно, что скорости термофореза U_T^* , U_T^{**} меняют знаки с изменением числа Kn в интервале значений от 0 до 0.3 при различных L , M , A .

Анализ слагаемых в (11) показал, что изменение знака связано с тем, что из-за чисто теплового скольжения термофоретическая скорость направлена в сторону падения температуры во внешней среде,

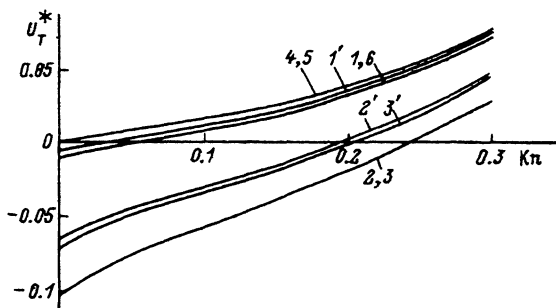


Рис. 3. Зависимость U_T^{**} от A .

1, 1', 4, 4' — $L = 0.001$, $M = 0.01$; 2, 5, 5' — $L = 0.01$, $M = 0.01$; 3, 6, 6' — $L = 0.1$, $M = 0.1$;
 Kn : 1–3 — 0, 1' — 0.01, 4–6 — 0.1, 4'–6' — 0.3.

а за счет барнеттовских эффектов и растекания газа в слое Кнудсена в сторону роста температуры.

На рис. 1-3 наблюдается явление отрицательного термофореза для двухслойной цилиндрической аэрозольной частицы. Явление отрицательного термофореза, которое характерно для сильнотеплопроводных частиц [15,16], связано с тем, что с ростом радиуса a твердого ядра частицы (рис. 2) и с ростом разреженности газа (рис. 3) при большой теплопроводности ядра частицы (рис. 1) происходит быстрая релаксация тепловой неоднородности вдоль поверхности частицы и резко ослабляется влияние передаваемого на частицу импульса из более "горячей" области газа в более "холодную" (эффект теплового скольжения). В этом случае решающую роль начинает играть эффект, связанный с искажением теплового поля в газовой среде в направлении, перпендикулярном поверхности частицы, что и приводит к передаче импульса от газовых молекул на частицу в направлении роста температуры в газе, которая в конечном итоге и приводит к так называемому отрицательному термофорезу.

Таким образом, в настоящей работе приводятся новые теоретические материалы о термофорезе двухслойной умеренно крупной цилиндрической аэрозольной частицы, т.е. делается новый шаг в сторону углубленного изучения процесса. К тому же рассматривается наиболее полный спектр эффектов, влияющих на термофорез.

Список литературы

- [1] Татевосян А.М., Яламов Ю.И. // Коллоид. журн. 1978. Т. 40. № 1. С. 88-51.
- [2] Мягков А.В., Островский Ю.К., Шужин Е.Р., Яламов Ю.И. // ЖФХ. 1978. Т. 52. Вып. 6. С. 1545.
- [3] Яламов Ю.И., Татевосян А.М., Гайдуков М.Н. // Физика аэродисперсных систем и физическая кинетика. Деп. в ВИНТИ. 1979. Вып. 3014-79.
- [4] Яламов Ю.И., Гукасян А.А., Мелкумян М.А. // Физика дисперсных систем и физическая кинетика. Деп. в ВИНТИ. 1981. Вып. 3865-81.
- [5] Яламов Ю.И., Афанасьев А.М., Мелкумян М.А. // Физика дисперсных систем и физическая кинетика. Деп. в ВИНТИ. 1981. Вып. 5320-81.
- [6] Яламов Ю.И., Гукасян А.А., Гайдуков М.Н. // ДАН СССР. 1981. Т. 260. № 4. С. 871.
- [7] Яламов Ю.И., Гукасян А.А., Гайдуков М.Н. и др. // Физика дисперсных систем и физическая кинетика. Деп. в ВИНТИ. Вып. 1647-82.
- [8] Нормедова З.И., Яламов Ю.И. // Физика дисперсных систем и физическая кинетика. Деп. в ВИНТИ. Вып. 806-В93.
- [9] Яламов Ю.И., Чермошенцева О.Ф. // ТВТ. 1992. Т. 30. С. 422-425.
- [10] Яламов Ю.И., Чермошенцев А.В. // Физика дисперсных систем и физическая кинетика. Деп. в ВИНТИ. Вып. 625-В92.
- [11] Поддоскин А.В., Юшканов А.А., Яламов Ю.И. // ЖТФ. 1982. Т. 52. Вып. 11. С. 2253-2261.
- [12] Маясов Е.Г., Юшканов А.А., Яламов Ю.И. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. С. 498-502.
- [13] Кочин Н.Е., Кибель И.А., Розе Н.В. Теоретическая гидромеханика. М.: Гостехиздат, 1948. 612 с.
- [14] Яламов Ю.И., Афанасьев А.М. // ЖТФ. 1977. Т. 47. С. 1998-2000.
- [15] Dwyer H.A. // Phys. Fluids. 1967. Vol. 10. N 5. P. 976.
- [16] Береснев С.А., Черняк В.Г. // ТВТ. 1986. Т. 24. С. 549-557.