



УДК 533.72:532

**О ТЕРМОФОРЕЗЕ НЕОДНОРОДНЫХ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ АЭРОЗОЛЬНЫХ ЧАСТИЦ****THERMOPHORESIS NON-UNIFORM OF CYLINDRICAL AEROSOL PARTICLES****<sup>1</sup>Е.Р. Щукин, <sup>2</sup>Н.В. Малай, Э.Л. Шулиманова  
E.R. Shchukin, N.V. Malay, Z.L. Shulimanova***<sup>1</sup>Объединенный институт высоких температур РАН, Россия, Москва, ул. Ижорская, д. 13/19  
The Leading Scientist of Joint Institute for High Temperatures of the Russian Academy of Science,  
Russia, Moscow, 13/19 Izhora St**<sup>2</sup>Белгородский национальный исследовательский университет, Россия, 308015, г.Белгород, ул. Победы, 85  
Belgorod National Research University, 85 Pobedy St, Belgorod, 308015, Russia  
E-mail:malay@bsu.edu.ru;evgrom@yandex.ru; zinaida110@yandex.ru*

*Ключевые слова:* термофорез аэрозольной частицы цилиндрической формы  
*Key words:* thermophoresis of an aerosol particle of the cylindrical form

*Аннотация.* В квазистационарном приближении при числах Рейнольдса много меньших единицы решена задача о термофоретическом движении в однокомпонентном газе твердой неоднородной умеренно крупной цилиндрической аэрозольной частицы с коэффициентом теплопроводности, зависящим от радиальной координаты. Проведенный численный анализ показал, что зависимость коэффициента теплопроводности от радиальной координаты может оказать значительное влияние на скорость термофореза. При одинаковых радиусах и одинаковой зависимости коэффициентов теплопроводности от радиальной координаты, скорость термофореза цилиндрических частиц меньше, чем у сферических.

*Resume.* The problem of thermophoretic motion in one-component gas solid non-uniform moderately large spherical aerosol particles with a thermal conductivity that depends on the radial coordinate is solved in quasi-stationary approximation for small Reynolds. The numerical analysis has showed that the dependence of thermal conductivity on radial coordinate can have a significant impact on the thermophoresis velocity. At identical radiuses and identical dependence of factors of heat conductivity on radial co-ordinate, the thermophoresis velocity is less than cylindrical particles, than at the spherical.

**Введение**

В естественных и антропогенных аэрозолях упорядоченное движение частиц относительно несущей газообразной среды часто может происходить при малых скоростях [1-4]. Поэтому целенаправленное всестороннее изучение закономерностей медленного движения аэрозольных частиц под действием сил различной природы представляет значительный интерес для механики аэрозолей. В опубликованных до настоящего времени работах по механике аэрозолей большее внимание было уделено вопросам медленного движения частиц, происходящего в изотермических условиях [1-4].

Но упорядоченное медленное движение частиц может происходить и в неоднородных по температуре газах, например, термофоретическое [1-10]. Это движение частиц обусловлено, молекулярной природы, термофоретической силой [1-10]. Она действует на частицы тогда, когда неоднородное распределение температуры в окрестности частиц вызвано внешним градиентом температуры. При таких условиях термофоретическое движение частиц происходит, например, в разнотемпературных каналах плоскопараллельных термопреципитаторов [11]. Появление термофоретической силы связано с передачей частицам молекулами более теплых областей газа большего нескомпенсированного импульса. В связи с этим термофоретическая сила перемещает частицы в области с более низкой температурой [9]. Когда термофоретическая сила становится равной по величине силе сопротивления среды движению частицы, то при этом частица начинает двигаться равномерно [3-10]. Скорость этого равномерного движения относительно центра инерции газообразной среды в месте нахождения частицы называют термофоретической [1-10]. Термофоретическое движение можно широко использовать в практических приложениях при



ламинарном обтекании, содержащим частицы, нагретым газом, охлаждаемых поверхностей [3,4,11]. Например, его можно использовать при очистке небольших объёмов воздуха, отборе аэрозольных проб, нанесении, заданной толщины, специальных покрытий из аэрозольных частиц [3,4,10-12], получении методом VAD [13] высококачественных оптических волокон. Знание закономерностей термофоретического движения требуется и при определении времени образования на поверхностях тепло- и массообмена вредных отложений из аэрозольных частиц [11,12] и при решении вопросов ядерной безопасности [3,9], например, когда нужно оценивать скорости осаждения радиоактивных аэрозольных частиц, случайно испускаемых в реакторе, в местах с большим градиентом температуры [9]. Поэтому вывод формул, описывающих термофоретическое движение различного вида аэрозольных частиц с учётом их свойств, и проведение с помощью этих формул последующего анализа особенностей термофоретического движения также представляет значительный и научный и практический интерес.

Например, значительный интерес представляет изучение особенностей термофоретического движения крупных и умеренно крупных [4-10] аэрозольных частиц в связи с тем, что скорость термофореза этих частиц, в отличие от малых частиц [4,14], сильно зависит от их коэффициентов теплопроводности. К крупным частицам относят частицы с характерными числами Кнудсена  $Kn = \lambda/a \leq 0,01$ , где  $\lambda$  - средняя длина свободного пробега молекул газа, параметры  $a$  - характерные размеры частицы. У умеренно крупных частиц  $0,01 \leq Kn \leq 0,3$  [4-8]. Вывод формул, описывающих термофорез крупных и умеренно крупных частиц, чаще всего проводят гидродинамическим методом [3-10,15]. При этом взаимодействие молекул газа с поверхностью частицы учитывают с помощью специальных газокинетических граничных условий [4,7-10], которые получают с помощью функции распределения, описывающей поведение газа в слое Кнудсена [4,7].

Следует отметить, что в состав промышленных и естественных аэрозолей могут входить как однородные, так и неоднородные по теплофизическим свойствам твёрдые крупные и умеренно крупные сильно вытянутые аэрозольные частицы с формой поверхности близкой к цилиндрической [3-5,8-10]. Такие частицы могут образовываться в промышленности, например, при получении композиционных материалов (типа сибунита) и протекании природных вулканических процессов [16,17]. Ранее в работах [5,8,9] была получена следующая формула для скорости термофореза твёрдых крупных и умеренно крупных длинных цилиндрических частиц, расположенных перпендикулярно внешнему градиенту температуры газа  $\nabla T_{\infty}$  :

$$\vec{U}_T = -f_T \frac{\nu_e}{T_{\infty}} \nabla T_{\infty}, \quad f_T = K_{TS}^{(0)} \frac{(\kappa_e + \varepsilon K_T^{(T)} Kn)}{(1 + 2c_m Kn)[\kappa_e + \varepsilon(1 + K_T^{(T)} Kn)]}$$

где  $\nu_e = \mu_e / \rho_e$  - коэффициент кинематической вязкости газа;  $T_{\infty}$  - температура газа в месте нахождения частицы;  $K_e$ ,  $\varepsilon$  - коэффициенты теплопроводности газа и частицы;  $K_{TS}^{(0)}$ ,  $c_m$  - коэффициенты теплового и изотермического скольжений;  $K_T^{(T)}$  - коэффициент скачка температуры [5,8,9]. Но с помощью приведённой формулы, оценивать скорость термофореза можно только в случае частиц с постоянным коэффициентом теплопроводности. В настоящей работе получена уже более общая формула для скорости термофореза длинной цилиндрической



частицы, у которой коэффициент теплопроводности  $\varepsilon$  произвольным образом зависит от радиальной координаты  $r$ . С помощью этой формулы было показано, что зависимость коэффициента теплопроводности от радиальной координаты может оказать значительное влияние на величину скорости термофореза и цилиндрических частиц, что нужно учитывать при проведении оценок в практических приложениях.

### Постановка задачи

В неоднородном по температуре однокомпонентном газе в поле внешнего градиента температуры  $\nabla T_{e\infty}$  находится твёрдая умеренно крупная длинная цилиндрическая частица, которая расположена перпендикулярно  $\nabla T_{e\infty}$ . При этом газ, взаимодействуя с поверхностью частицы, начинает двигаться вдоль её поверхности в направлении возрастания температуры. Это явление называют тепловым скольжением [3-10]. Тепловое скольжение вызывает появление термофоретической силы [8,9]. Длина частицы много больше её радиуса  $R$ . Коэффициент теплопроводности частицы  $\varepsilon$  зависит от радиальной координаты  $r$ . Этот коэффициент и его производная являются непрерывно дифференцируемыми функциями. На величину градиента температуры наложено ограничение:  $R|\nabla T_{e\infty}|/T_{e\infty} \ll 1$  [4-10]. В связи с малостью времён релаксации температурного и гидродинамических полей системы газ – частица, описание процесса термофоретического движения проводится в квазистационарном приближении [4-10,15]. У частицы число  $Kn = \lambda/R \leq 0,3$ . Поэтому, при решении задачи используется гидродинамический метод [4-10,15]. Относительные перепады температуры в окрестности частицы достаточно малы, чтобы газ можно было считать несжимаемым, а его плотность  $\rho_e$  и коэффициенты динамической вязкости  $\mu_e$  и теплопроводности  $\kappa_e$  – постоянными величинами [4-10]. Движение частицы происходит при малых числах Рейнольдса  $Re \ll 1$  и Пекле  $Pe \ll 1$  [4-10], когда в уравнениях переноса импульса и тепла можно пренебречь конвективными членами [4-10,15]. В случае установившегося термофоретического движения частицы, действующая на частицу полная сила равна нулю [3-10]. При этом термофоретическое движение частицы происходит при постоянном давлении [4-10]. Поэтому при решении задач о скорости термофореза крупных и умеренно крупных частиц, в уравнениях Навье-Стокса [4-10,15] можно не учитывать давление. Описание процесса термофоретического движения проводится в цилиндрической системе координат, у которой ось  $OZ$  совпадает с осью вращения цилиндра, а направление полярной оси  $OX$  совпадает с направлением  $\nabla T_{e\infty}$ . Определенная в такой системе координат массовая скорость установившегося течения газа на бесконечности равна по величине скорости термофореза частицы, но противоположна ей по направлению.

### Формула для скорости термофореза

При рассмотренных условиях, в системе частица – газообразная среда распределения массовой скорости  $\vec{V}$ , температур газа  $T_e$  и частицы  $T$  описываются следующей системой уравнений:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rV_r) + \frac{1}{r} \frac{\partial V_\theta}{\partial \theta} = 0, \quad \left\{ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial V_r}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 V_r}{\partial \theta^2} - \frac{V_r}{r^2} - \frac{2}{r^2} \frac{\partial V_\theta}{\partial \theta} \right\} = 0,$$

$$\left\{ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial}{\partial r} V_\theta \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 V_\theta}{\partial \theta^2} - \frac{V_\theta}{r^2} + \frac{2}{r^2} \frac{\partial V_r}{\partial \theta} \right\} = 0, \tag{1}$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial T_e}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 T_e}{\partial \theta^2} = 0, \quad \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( \varepsilon r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \varepsilon \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 T}{\partial \theta^2} = 0,$$

где  $r$  и  $\theta$  – цилиндрические координаты [5,8,9,15],  $V_r$  и  $V_\theta$  – компоненты массовой скорости газа в цилиндрической системе координат.

Систему уравнений (1) нужно решать совместно с, приведёнными в [8], граничными условиями (2)-(5):

$$V_r|_{r=R} = c_m Kn \frac{v_e}{RT_{e\infty}} \frac{\partial^2 T_e}{\partial \theta^2} \Big|_{r=R}, \tag{2}$$

$$V_\theta|_{r=R} = c_m Kn R \left[ r \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{V_\theta}{r} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial V_r}{\partial \theta} \right] + K_{TS}^{(0)} (1 + Kn \beta'_R) \frac{v_e}{RT_{e\infty}} \frac{\partial T_e}{\partial \theta} + K_{TS}^{(0)} Kn \beta'_R \frac{v_e}{T_{e\infty}} \frac{\partial^2 T_e}{\partial r \partial \theta} - K_{TS}^{(0)} Kn \beta_B \frac{v_e}{2T_{e\infty}} R \left[ r \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{1}{r^2} \frac{\partial T_e}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial^2 T_e}{\partial \theta \partial r} \right] \Big|_{r=R} \tag{3}$$

$$T_e - T|_{r=R} = K_T^{(T)} Kn R \frac{\partial T_e}{\partial r} \Big|_{r=R}, \quad -\kappa_e \frac{\partial T_e}{\partial r} + \varepsilon \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=R} = -c_q \kappa_e Kn \frac{1}{r} \frac{\partial^2 T_e}{\partial \theta^2} \Big|_{r=R}, \tag{4}$$

$$V_r|_{r \rightarrow \infty} = V_{\infty} \cos \theta, \quad V_\theta|_{r \rightarrow \infty} = -V_{\infty} \sin \theta, \quad T_e|_{r \rightarrow \infty} = T_{e\infty} + r \left| \vec{\nabla} T_{e\infty} \right| \cos \theta, \tag{5}$$

где  $v_e = \mu_e / \rho_e$  – коэффициент кинематической вязкости газа,  $T_{e\infty}$  – температура газа в месте нахождения частицы. Условия (2)-(4) – это специальные газокINETические условия на поверхности частицы [8], которые позволяют учитывать динамическое взаимодействие неоднородного по температуре газа с частицей. Они записаны с учётом эффектов, линейных по числу Кнудсена [8]. В (2)-(4)  $K_{TS}^{(0)}, c_m$  – коэффициенты теплового и изотермического скольжений [5,8,9]; коэффициенты  $\beta'_R, \beta_R, \beta_B$  позволяют учесть дополнительное влияние, которое оказывают на тепловое скольжение кривизна поверхности частицы и барнеттовские температурные напряжения [8];  $c_q, c_V$  – газокINETические коэффициенты потоков тепла и среднемассового переноса, растекающихся в слое Кнудсена [8]; коэффициент  $K_T^{(T)}$  – коэффициент скачка температуры [8,9]. Приведённые в [8], значения газокINETических коэффициентов  $K_{TS}^{(0)}, c_m, \beta'_R, \beta_R, \beta_B, c_q, c_V$  равны:

$$K_{TS}^{(0)} = 1,152, c_m = 1,146, \beta'_R = -2,103, \beta_R = 0,627, \beta_B = 3,651, K_T^{(T)} = 2,208, c_V = 0,760, c_q = 0,351. \tag{6}$$

В процессе решения граничной задачи (1)-(5) было получено следующее выражение для скорости термофореза:

$$\vec{U}_T = -f_T \frac{v_e}{T_{e\infty}} \nabla T_{e\infty}, \tag{7}$$



$$f_T = K_{TS}^{(0)} \left\{ [1 + Kn(\beta'_R + \beta_B) - (1 + 4c_m Kn)c_v^* Kn] \left( \kappa_e \varphi^{(S)} + \varepsilon^{(S)} K_T^{(T)} Kn \frac{d\varphi^{(S)}}{dy} \right) + \right. \\ \left. + Kn(\beta'_R - \beta_B) \left( \varepsilon^{(S)} \frac{d\varphi^{(S)}}{dy} - \kappa_e c_g Kn \varphi^{(S)} \right) \right\} / (1 + 2c_m Kn) d, \quad (8)$$

$$d = \left[ \kappa_e (1 - c_g Kn) \varphi^{(S)} + \varepsilon^{(S)} (1 + K_T^{(T)} Kn) \frac{d\varphi^{(S)}}{dy} \right], \quad c_v^* = c_v / K_{TS}^{(0)}, y = r / R$$

В выражении (8) верхним индексом “s” обозначены значения коэффициента теплопроводности  $\varepsilon$ , функции  $\varphi$  и её производной  $d\varphi/dy$  при  $y=1$ , т.е. у поверхности частицы. Функция  $\varphi$  – зависящее от  $y$ , не расходящееся при  $y=0$ , безразмерное частное решение уравнения

$$\varepsilon v^2 \frac{d^2\varphi}{dy^2} + y \frac{d}{dy} (\varepsilon v) \frac{d\varphi}{dy} - \varphi = 0. \quad (9)$$

В общем случае зависимость функций  $\varphi$  от  $y$  может быть найдена в ходе численного решения (9). Если коэффициент  $\varepsilon$  может быть представлен при  $y \leq 1$  в виде бесконечного сходящегося ряда, т.е.

$$\varepsilon = \varepsilon^{(0)} \sum_{k=0}^{\infty} \alpha_k v^k, \alpha_0 = 1, \quad (10)$$

то при этом выражение для  $\varphi$  может быть представлено в виде следующего степенного ряда:

$$\varphi = y \sum_{n=0}^{\infty} \beta_n y^n, \beta_0 = 1. \quad (11)$$

Рекуррентное соотношение для, входящих в (11), коэффициентов  $\beta_n$  равно:

$$\beta_{n+1} = -\frac{1}{n(n+2)} \sum_{k=1}^n [(n-k)(n+2)+k] \alpha_k \beta_{n-k}, \beta_0 = 1 \quad (12)$$

В случае  $\varepsilon_1 = \varepsilon_1^{(0)} (1 + \xi_1 y)^\gamma, |\xi_1 y| < 1$ , значения, входящих в разложение (11), коэффициентов  $\beta_n$  можно находить непосредственно по формуле

$$\beta_n = (-1)^n \xi_1^n \prod_{k=1}^n \frac{(k^2 - 1 + \gamma k)}{k(k+2)}, \beta_0 = 1. \quad (13)$$

Из формулы (13) следует, что коэффициентам  $\gamma = (n^2 - 1)/n$  соответствуют функции  $\varphi$ , которые являются конечными рядами, состоящими из  $n$  членов.

В случае однородных частиц, когда  $\varepsilon = const$ , функция  $\varphi = y$ . Если зависимость коэффициента  $\varepsilon$  от  $y$  описывается функциями

$$\varepsilon = \varepsilon^{(0)} y^\gamma, -\infty < \gamma < \infty; \quad (14)$$

$$\varepsilon = \varepsilon^{(0)} \exp(\alpha y), -\infty < \alpha < \infty; \varepsilon = \varepsilon^{(0)} (1 + \alpha y)^{-3/2}, -1 < \alpha < 1, \quad (15)$$

то при этом функции  $\varphi$ , соответственно, равны:

$$\varphi = y^{-\frac{\gamma+\mu}{2}}, \mu = \sqrt{\gamma^2 + 4}; \quad (16)$$

$$\varphi = 2 \left[ \left( \frac{1}{\alpha} - \frac{1}{y\alpha^2} \right) + \frac{1}{y\alpha^2} \exp(-\alpha y) \right]; \varphi = y + \frac{\alpha}{2} y^2. \quad (17)$$

Коэффициенты (14), (15) и, следовательно, формулы (16), (17) могут быть использованы, например, при оценке величины скорости термофореза частиц с большими (малыми) значениями

коэффициента теплопроводности, соответственно, в центральной части частиц (формулы (14), (16)) и у их поверхности (формулы (15),(16) ). Выражение для скорости термофореза  $\vec{U}_T$  (7) при известной зависимости коэффициента теплопроводности от радиальной координаты позволяет непосредственно оценивать величину  $|\vec{U}_T|$  и крупных ( $Kn \leq 0,01$ ) и умеренно крупных цилиндрических частиц. Оценивать величину термофоретической скорости умеренно крупных частиц можно в связи с тем, что при решении задачи в граничных условиях на поверхности частицы были учтены газокинетические эффекты, линейные по числу Кнудсена [5,8.9]. При постоянном коэффициенте теплопроводности, формула (7) позволяет оценивать скорость термофореза однородных по тепловым свойствам частиц.

Для сравнения приведём выражение для, приведённого в работе [18], коэффициента  $f_T$ , входящего в формулу для скорости термофореза умеренно крупной сферической частицы с коэффициентом теплопроводности, зависящим от радиальной сферической координаты  $r$

$$f_T = 2K_{TS}^{(0)} \left\{ \left[ 1 + Kn(\beta'_R + \beta_B) - (1 + 6c_m Kn)c_v^* Kn \left( \kappa_e \varphi^{(S)} + \varepsilon^{(S)} K_T^{(T)} Kn \frac{d\varphi^{(S)}}{dy} \right) + Kn(\beta_R - \beta_B) \left( \varepsilon^{(S)} \frac{d\varphi^{(S)}}{dy} - 2\kappa_e c_q Kn \varphi^{(S)} \right) \right] / (1 + 2c_m Kn) d_e \right\} \quad (18)$$

$$d_e = \left[ 2\kappa_e (1 - c_q Kn) \varphi^{(S)} + \varepsilon^{(S)} (1 + 2K_T^{(T)} Kn) \frac{d\varphi^{(S)}}{dy} \right],$$

где  $c_v^* = c_v / K_{TS}^{(0)}$ ,  $y = r/R$ ,  $Kn = \lambda/R$ ,  $R$  – радиус частицы. Функция  $\varphi$  – зависящее от  $y$ , не расходящееся при  $y=0$ , безразмерное частное решение уравнения

$$\varepsilon v^2 \frac{d^2 \varphi}{dy^2} + \frac{d}{dy} (\varepsilon v^2) \frac{d\varphi}{dy} - 2\varepsilon \varphi = 0. \quad (19)$$

Когда  $\varepsilon = \varepsilon^{(0)} = const$ , функция  $\varphi = y$ . При  $\varepsilon = \varepsilon^{(0)} y^\gamma$  и  $\varepsilon = \varepsilon^{(0)} \exp(\alpha y)$  функции  $\varphi$  имеют, соответственно, следующий вид:

$$\varphi = y^{\frac{-1-\gamma+\mu}{2}}, \mu = \sqrt{(1+\gamma)^2 + 8}, \quad (20)$$

$$\varphi = 3 \left[ \left( \frac{1}{\alpha} - \frac{2}{y\alpha^2} + \frac{2}{y^2\alpha^3} \right) - \frac{2}{y^2\alpha^3} \exp(-\alpha y) \right]. \quad (21)$$

Проведенный с помощью формул для коэффициентов  $f_T$  (7) и (18) в случае цилиндрических и сферических частиц численный анализ показал, что:

- 1) зависимость коэффициентов теплопроводности этих частиц от радиальной координаты может оказать значительное влияние на величину скорости термофореза и крупных и умеренно крупных частиц;
- 2) при равных радиусах, скорость рассматриваемой неоднородной цилиндрической (сферической) частицы, при любом виде зависимости её коэффициента теплопроводности от радиальной координаты, больше (меньше) скорости термофореза тех однородных частиц, у которых величина коэффициента теплопроводности больше (меньше) значений коэффициента теплопроводности неоднородной частицы;



- 3) увеличение (уменьшение) значений коэффициента теплопроводности неоднородной частицы приводит к уменьшению (увеличению) её термофоретической скорости. Это обстоятельство связано с тем, что при увеличении (уменьшении) значений коэффициента теплопроводности частицы неоднородность распределения температуры вдоль поверхности частицы уменьшается (увеличивается);
- 4) в наибольшей степени неоднородность теплофизических свойств частицы сказывается на величине термофоретической скорости крупных частиц;
- 5) увеличение числа Кнудсена (Kn) приводит к сближению величин скоростей неоднородных, даже с отличающимися зависимостями  $\varepsilon$  от радиальной координаты  $r$ , умеренно крупных и цилиндрических (и сферических) частиц. Это обстоятельство можно объяснить тем, что при увеличении числа Кнудсена на термофоретическое движение частиц всё большее влияние оказывают поверхностные газокинетические эффекты, а влияние коэффициентов теплопроводности частиц уменьшается;
- 6) при одинаковых радиусах и одинаковой зависимости коэффициентов теплопроводности от радиальной координаты, термофоретическая скорость сферических частиц больше, чем у цилиндрических.

При оценке величины  $f_T$  цилиндрических и сферических частиц, значения газокинетических коэффициентов были взяты, соответственно, из [8,7].

На рис.1-4 приведены кривые, которые показывают зависимость от числа Kn отношения  $f_T = \left| \bar{U}_T \right| \left/ \frac{v_\varepsilon}{T_{ex}} \right| |\nabla T_{ex}|$  умеренно крупных твёрдых цилиндрических (см. рис.1и рис.3) и сферических (см. рис.2 и рис.4) частиц с коэффициентами теплопроводности  $\varepsilon = \varepsilon^{(0)} y^\gamma$ ,  $\varepsilon = \varepsilon^{(0)} \exp(cy)$ ,  $\varepsilon^{(0)} = 0,23$  Вт/м·К, находящихся в воздухе с  $T_{ex} = 20^\circ \text{C}$  и давлением  $p_\infty = 101325$  Па. Кривые на рис.1,2 построены, соответственно, при  $\gamma = 0$  (кривая 1),  $\gamma = -3$  (кривая 2),  $\gamma = -1$  (кривая 3),  $\gamma = 1$  (кривая 4),  $\gamma = 3$  (кривая 5) и  $\gamma = 3$  (кривая 1),  $\gamma = 1$  (кривая 2),  $\gamma = 0$  (кривая 3),  $\gamma = -1$  (кривая 4),  $\gamma = -3$  (кривая 5). Кривые рис.3,4 показывают, соответственно зависимость  $f_T$  от Kn в случае  $\alpha = 0$  (кривая 1),  $\alpha = -3$  (кривая 5),  $\alpha = -1$  (кривая 4),  $\alpha = 1$  (кривая 2),  $\alpha = 3$  (кривая 3) и  $\alpha = -3$  (кривая 1),  $\alpha = -1$  (кривая 2),  $\alpha = 0$  (кривая 3),  $\alpha = 1$  (кривая 4),  $\alpha = 3$  (кривая 5). Для сравнения на рисунках приведены кривые зависимости  $f_T$  от Kn неоднородных частиц и однородных частиц, у которых  $\gamma = 0$ ,  $\alpha = 0$ .

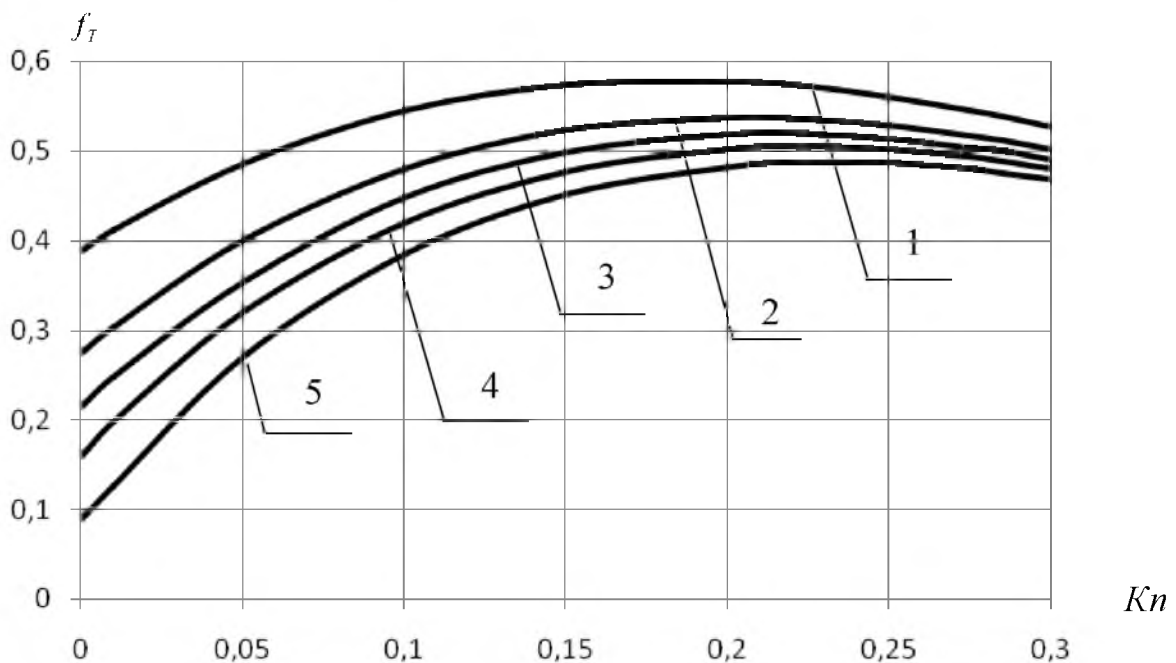


Рис.1. Кривые зависимости от числа Кнудсена ( $Kn$ ) отношения  $f_T$  умеренно крупных твёрдых цилиндрических частиц с коэффициентом теплопроводности  $\varepsilon = \varepsilon^{(0)} y^\gamma$ . Кривые найдены при  $\gamma = 0$  (кривая 1),  $\gamma = -3$  (кривая 2),  $\gamma = -1$  (кривая 3),  $\gamma = 1$  (кривая 4),  $\gamma = 3$  (кривая 5).

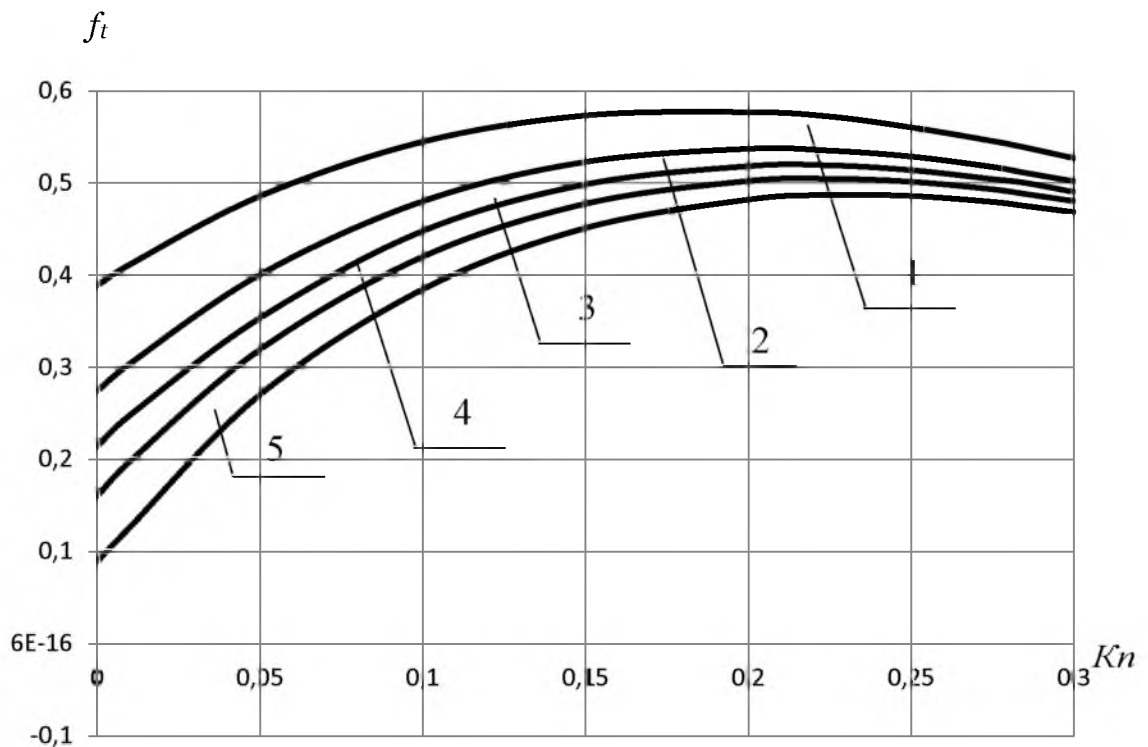


Рис.2. Зависимости от числа  $Kn$  коэффициента  $f_T$  умеренно крупных твёрдых сферических частиц с коэффициентом теплопроводности  $\varepsilon = \varepsilon^{(0)} y^\gamma$ . Кривые построены при  $\gamma = 3$  (кривая 1),  $\gamma = 1$  (кривая 2),  $\gamma = 0$  (кривая 3),  $\gamma = -1$  (кривая 4),  $\gamma = -3$  (кривая 5).



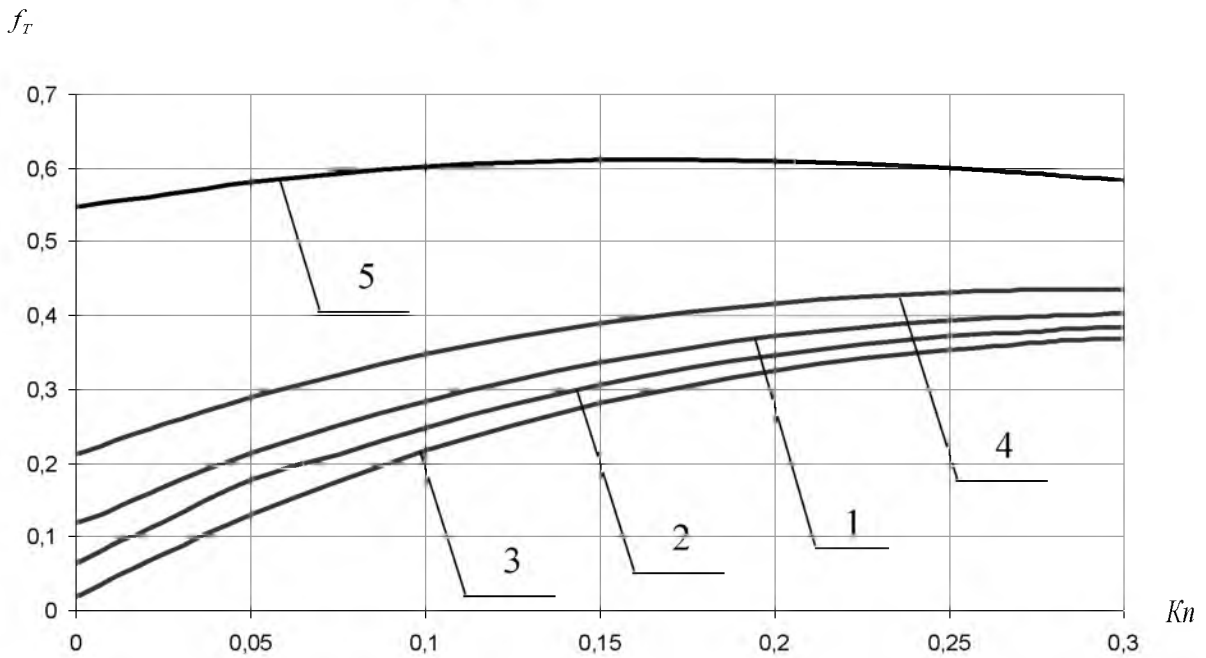


Рис.3. Кривые зависимости коэффициента  $f_T$  от  $Kn$  твёрдых цилиндрических частиц с коэффициентом  $\varepsilon = \varepsilon^{(0)} \exp(\alpha y)$ . Кривые найдены в случае  $\alpha = 0$  (кривая 1),  $\alpha = -3$  (кривая 5),  $\alpha = -1$  (кривая 4),  $\alpha = 1$  (кривая 2),  $\alpha = 3$  (кривая 3).

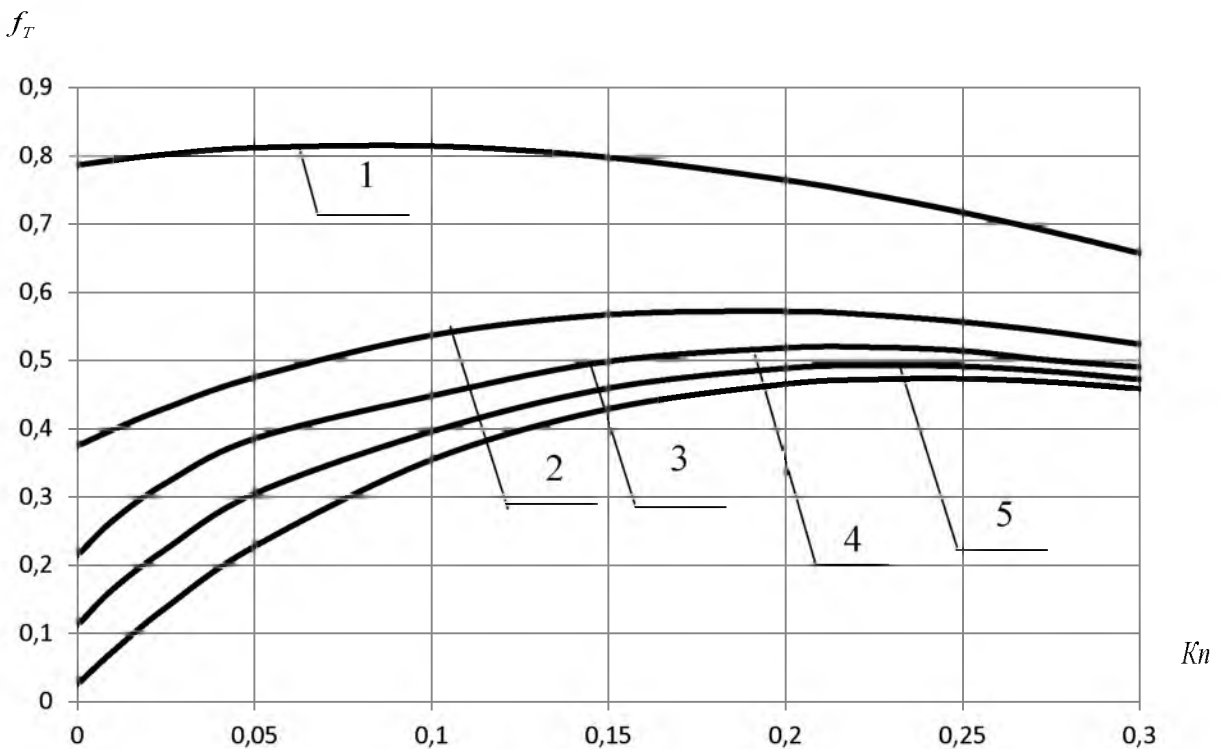


Рис.4. Зависимости от  $Kn$  отношения  $f_T$  умеренно крупных твёрдых сферических частиц с коэффициентом  $\varepsilon = \varepsilon^{(0)} \exp(\alpha y)$  при  $\alpha = -3$  (кривая 1),  $\alpha = -1$  (кривая 2),  $\alpha = 0$  (кривая 3),  $\alpha = 1$  (кривая 4),  $\alpha = 3$  (кривая 5).



### Список литературы

1. Фукс Н.А. Механика аэрозолей М.: Изд. АН СССР, 1955. 352 с.
2. Грин Х., Лейн В. Аэрозоли – пыли, дымы и туманы. М.: Химия, 1969. 428 с.
3. Спурный К., Йех Ч., Седлачек Б. Аэрозоли. М.: Атомиздат, 1964. 360 с.
4. Пискунов В.Н. Динамика аэрозолей. М.: Физматлит, 2010. 296 с.
5. Яламов Ю. И., Афанасьев А. М. Термофорез цилиндрической аэрозольной частицы в режиме со скольжением // Журнал технической физики, 1977. Т.47. №9. С.1998-2004.
6. Шукин Е.Р. О движении аэрозольных частиц с неоднородным распределением тепловых источников в поле внешних градиентов температуры и концентрации // Журнал технической физики, 1980. Т.50. Вып.6. С.1332-1335.
7. Поддоскин А.Б., Юшканов А.А., Яламов Ю.И. Теория термофореза умеренно крупных аэрозольных частиц // Журнал технической физики, 1982. - Т.52. - Вып.11. - С.2253-2661.
8. Яламов Ю.И., Сафиуллин Р.А. К теории термофореза цилиндрической аэрозольной частицы в умеренно разреженном газе // Теплофизика высоких температур, 1994. Т.32. №2. С. 271 – 275.
9. Huan J. Keh, Hung J. Tu. Thermophoresis and photophoresis of cylindrical particles // Colloids and Surfaces A : Physicochem. Eng. Aspects **176** (2001) 213-223.
10. Zheng F. Thermophoresis of spherical and non-spherical particles: a review of theories and experiments // Advances in Colloid and Interface Science, 2002. V. 97. Pp. 255 – 278.
11. Шукин Е.Р., Шулиманова З.Л. Особенности осаждения за счёт термофореза аэрозольных частиц в плоскопараллельных каналах со значительными поперечными перепадами температуры // Теплофизика высоких температур/ 1994.Т.32. №5. С. 726 – 731.
12. Berger C., Harvath H., Scindler W. The deposition of soot particles from hot gas streams through pipes // Journal of Aerosol Science, 1995. V. 26. P. 211-218.
13. Kosik I., Matejec V. New way for influencing thermophoretic efficiency in the MCV process // Journal Aerosol Science, 1995. V.26. Pp. 399 – 407.
14. Марков М.Г., Шукин Е.Р. Термодиффузиофорез малой летучей аэрозольной частицы в многокомпонентной газовой смеси // ДАН СССР, 1984. Т.246. №3. С.604 – 609.
15. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Т.6. Гидродинамика. М.: Наука, 1988. 736 с.
16. Бутырин Г.И. Высокопористые углеродные материалы: монография. М.: Химия, 1986. 192 с.
17. Ивлев И.С. Микроструктурные особенности аэрозолей вулканического происхождения // Оптика атмосферы и океана, 1996. №8. С. 1039-1057.
18. Шукин Е.Р., Малай Н.В., Шулиманова З.Л. Движение в поле градиента температуры двухслойной с неоднородным ядром умеренно крупной сферической аэрозольной частицы // Вестник Тамбовского гос. университета. Серия: Естественные и технические науки. Тамбов. 2014. №3. С.933-936.

### References

1. Fuchs N.A. The mechanics of aerosols M: lzd AN the USSR, 1955. 352 pp
2. Green X, Lane V. Aerozoli – a dust, smokes and fogs. M: Chemistry, 1969. 428 pp.
3. Spurny K., Yeow C., Sedlacek B. Aerosols. M.: Atomizdat, 1964. 360 pp.
4. Piskunov V. N. Dynamics of aerosols. M.: Fizmatlit, 2010. 296 pp.
5. Yalamov Y. I., Afanasiev A. M. Termophores cylindrical aerosol particles in d-bench with slip // ZbTF, 1977. V. 47. No. 9. Pp. 1998-2004.
6. Schukin E.P. About movement of aerosol particles with non-uniform distribution of thermal sources in the field of external gradients of temperature and concentration // ZbTF, 1980. V. 50. Iss.6. Pp. 1332-1335.
7. Poddoskin A.B., Jushkanov A.A., Jalamov JU.I. Theory thermophoresa moderately large aerosol particles // ZbTF. 1982. Vol. 52. Iss.11. Pp. 2253-2661.
8. Yalamov, Y. I., A. Safiullin R. On the theory of thermophoresis of a cylindrical aerosol particle in a moderately rarefied gas // Thermophysics of high temperatures, 1994. V. 32. No. 2. Pp. 271 – 275
9. Huan J. Keh, Hung J. Tu. Thermophoresis and photophoresis of cylindrical particles // Colloids and Surfaces A : Physicochem. Eng. Aspects. 2001. V. 176. Pp. 213-223
10. Zheng F. Thermophoresis of spherical and non-spherical particles: a review of theories and experiments // Advances in Colloid and Interface Science, 2002. V. 97. Pp. 255 – 278.



11. ShChukin E.R., Shulimanova Z.L. Feature of sedimentation for the account thermophoresis aerosol particles in plane-parallel channels with considerable cross-section temperature drops // Thermophysics of high temperatures, 1994. V. 32. No. 5. Pp. 726-731.
12. Berger C., Harvath H., Scindler W. The deposition of soot particles from hot gas streams through pipes // Journal of Aerosol Science, 1995. V. 26. Pp. 211-218.
13. Kosik I., Matejec V. New way for influencing thermophoretic efficiency in the MCV process // Journal Aerosol Science, 1995. V. 26. Pp. 399 – 407.
14. Markov M. G, Schukin E.R. Thermodiffuziophores of a small flying aerosol particle in a multicomponent gas mix // Dokl. USSR Academy of Sci., 1984. V.246. No 3. Pp.604 – 609.
15. Landau L.D., Lifshits E.M. Hydrodynamics. M.: Nauka. 1988. 736 pp.
16. Butyrin G.I. High-Porosity carbon materials: Monograph. M.: Chemistry, 1986. 192 pp.
17. Ivlev I.S. Mikrostrukturnye of feature of aerosols of a volcanic origin // The optic of the atmosphere and ocean, 1996. No 8. Pp. 1039-1057.
18. Shchukin E. R., Malay N.V., Sulimanova Z. L. Movement in the temperature gradient with inhomogeneous two-layer core of moderately large spherical aerosol particles // Bulletin of Tambov state University. Series: Natural and technical Sciences. Tambov. 2014, No.3. Pp. 933-936.