

А. И. СТОРОЖИЛОВА, Г. И. ЩЕРБИНА

**ИЗМЕРЕНИЕ СКОРОСТИ ТЕРМОФОРЕЗА КРУПНЫХ  
АЭРОЗОЛЬНЫХ ЧАСТИЦ И ПРИМЕНЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ  
ИЗМЕРЕНИЯ К ОПРЕДЕЛЕНИЮ КОЭФФИЦИЕНТА ТЕПЛОВОГО  
СКОЛЬЖЕНИЯ ГАЗА**

(Представлено академиком И. В. Петряновым-Соколовым 1 III 1974)

Цель данной работы — экспериментальное определение скорости термофореза ( $U_T$ ) крупных частиц, когда  $\lambda/R \ll 1$  (где  $\lambda$  — длина свободного пробега газовых молекул,  $R$  — радиус частицы) и сравнение полученных данных с теорией, что в свою очередь позволит определить коэффициент теплового скольжения газа ( $k_T$ ), теоретическое значение которого, полученное разными авторами, различно.

Методика. Для измерения  $U_T$  применен метод свободно падающих капель трансформаторного масла при поперечном градиенте температур в плоскопараллельной вертикальной щели (рис. 1) (с отношением  $H/L=80$ , где  $H=30$  см — высота щели,  $L=0,38$  см — расстояние между термостатируемыми вертикальными плоскостями  $A$  и  $B$ ). Вертикальную щель 2 образуют две съемные кассеты 3, термостатируемые при помощи ультратермостатов. Температура поверхностей  $A$  и  $B$  измерялась медь-константановыми термопарами 4, с толщиной плоского спая 0,02 см, помещенными на этих поверхностях.

Аэрозольные частицы попадали в вертикальную щель 2 через другую, более узкую, плоскую щель 1, прямоугольного сечения размером 0,02×5 см, помещенную на верхний торец канала в его средней вертикальной плоскости параллельно плоскостям  $A$  и  $B$ , и осаждались на обработанной диметилдихлорсиланом стеклянной подложке 5, расположенной в нижнем конце вертикальной щели. Коэффициент растекания трансформаторного масла на такой подложке известен (<sup>1</sup>), и таким образом можно определить размер уловленных капель. Диаметр осажденных на подложку капель определялся с точностью 5%. Оседающие в щели 2 частицы в отсутствие градиента температуры образуют «нулевую» полосу вдоль подложки. Для нанесения «нулевой» полосы применяли капли с радиусом около 60 мкм, что позволяло легко отличать их от капель с радиусом 10 мкм, осевших в присутствии градиента температуры. При наложении темпе-

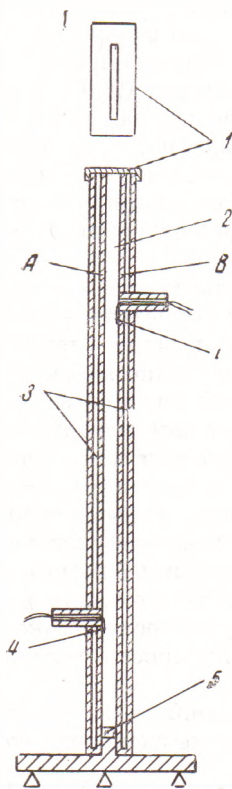


Рис. 1

ратурного поля частицы смещались от «нулевого» положения в сторону, противоположную направлению вектора  $\text{grad } T$  на некоторое расстояние  $l$ . Капли получали при помощи дискового генератора, дающего практически монодисперсный аэрозоль.

Вычисляя скорость падения капель  $U_g$  по формуле Стокса, зная величину смещения  $l$  под действием термофоретических сил и высоту канала

$H$ , можно определить скорость термофореза частиц, по формуле:

$$U_T = U_g \frac{l}{H}. \quad (1)$$

Смещения отсчитывались от среднего положения частиц в отсутствие температурного градиента до середины каждой отклоненной частицы в его присутствии. Так как отклоненные капли образуют не четкую линию, а несколько размытую, то результаты усреднялись. Эта размытость в основном объясняется не вполне достаточной монодисперсностью получаемого аэрозоля.

Известно, что между плоскопараллельными вертикальными разнотемпературными плоскостями равновесие газа невозможно. Если полость замкнута, как в нашем случае, то возникает конвективная циркуляция, газ поднимается у нагретой стенки и опускается у холодной. Значение числа Грасгофа для наших условий, равное  $Gr = g\beta\Delta T L^3/\nu^2 = 24$  (где  $\beta$  — коэффициент объемного расширения и  $\nu$  — кинематическая вязкость воздуха,  $\Delta T = 2,93^\circ$ ), и величина отношения  $H/L = 80$  позволяют на основании (2) считать, что эксперимент проведен в режиме теплопроводности, при котором не нарушается постоянство градиента температуры. Для случая  $H \gg L$  можно получить точное решение уравнений конвекции (3), описывающее стационарное одномерное движение. Скорость стационарного конвективного движения в вертикальной плоскости на расстояниях, на которые в среднем отклонялись частицы в нашем опыте ( $l = 400$  мкм), не превышала 0,03 см/сек, что составляет не более 3% от скорости осаждения частиц с  $R = 10$  мкм под действием силы тяжести.

В связи с наличием вертикальной тепловой конвекции падающие частицы оказываются в поле поперечного градиента скоростей. Это приводит к вращению частиц вокруг их собственных центров и появлению горизонтально направленной силы Магнуса (4). Оценки показывают, что при имеющимся в щели градиенте температуры можно пренебречь горизонтальной составляющей скорости частицы, обусловленной силой Магнуса, так как она менее 0,01% от скорости термофореза.

Скорость термофореза предельно больших частиц впервые вычислена Эпштейном путем решения уравнений гидродинамики вязкой жидкости при замене обычного граничного условия прилипания на условие теплового скольжения со скоростью  $U_T = \frac{3}{4} \cdot \frac{\nu}{T} \cdot \text{grad } T$ , взятой из работ Максвелла.

При произвольном значении коэффициента скольжения  $k = UT/\nu \text{ grad } T$  формула Эпштейна (5) имеет вид:

$$U_T = -k_T \frac{\nu}{T} \frac{\kappa_e}{\kappa_e + \kappa_i/2} \text{grad } T, \quad (2)$$

где  $\kappa_e$  — теплопроводность газа,  $\kappa_i$  — теплопроводность частицы.

Дж. Брок (6) уточнил формулу (2), используя приближенное решение уравнений Навье — Стокса для поля скоростей около частицы с учетом членов порядка  $Kn = \lambda/R$ , зависящих от скачков температуры и изотермического скольжения на фазовой границе. В результате им была получена формула:

$$U_T = -k_T \frac{\nu}{T} \left[ \left( 1 + c_t \frac{\lambda}{R} \frac{\kappa_i}{\kappa_e} \right) / \left( \left( 1 + c_t \frac{\lambda}{R} \frac{\kappa_i}{\kappa_e} + \frac{\kappa_i}{2\kappa_e} \right) \times \left( 1 + 2c_m \frac{\lambda}{R} \right) \right) \right] \text{grad } T, \quad (3)$$

где  $c_t$  — коэффициент скачка температуры,  $c_m$  — коэффициент газокинетического изотермического скольжения. Значение  $k_T$  в этой формуле Брок полагал равным максвелловскому значению ( $k_T = 0,75$ ) (7).

Позднее И. Н. Ивченко и Ю. И. Яламов при использовании гидродинамического метода расчета получили аналогичную формулу. Одновременное использование газокинетического метода привело к значению  $k_T=1,17$  ( $\alpha=1$ ) <sup>(8)</sup> и  $k_T=1,26$  ( $\alpha=1$ ) <sup>(9)</sup>.

Вывод формулы для скорости термофореза крупных аэрозольных частиц на основе термодинамики необратимых процессов и принципа Онзагера впервые дан Б. В. Дерягиным и С. П. Бакановым <sup>(10a)</sup>.

За основу вывода было взято выражение для плотности потока тепла в газе в отсутствие градиентов температуры

$$I_q = k\nu \text{ grad } T. \quad (4)$$

Это выражение для изотермического потока тепла является следствием третьего приближения в теории неоднородных газов Чепмена — Энскога <sup>(14)</sup> и уравнений аэродинамики вязкого газа Навье — Стокса. Как было по-

Таблица 1

$k_T$	Число Кнудсена	Источник
1,16	0,006	Ф—ла (2) } Эксп. результаты
1,12	0,006	
1,10	0,006	
1,10	$1,25 > \lambda/R > 0,25$ <sup>(13)</sup>	} Теоретич. результаты
0,75	—	
1,17	—	
( $\alpha=1$ )	—	
1,26	—	
( $\alpha=1$ )	—	} (11, 12)
1,5	—	

казано Б. В. Дерягиным и С. П. Бакановым <sup>(10b, в)</sup> на основе применения уравнения (4) и термодинамики необратимых процессов к поведению газа в капилляре с осевым градиентом температуры, возникающее тепловое скольжение газа характеризуется коэффициентом  $k_T$ , равным  $k$ .

В дальнейшем Б. В. Дерягиным и Ю. И. Яламовым при выводе формулы для скорости термофореза крупных частиц было внесено важное исправление <sup>(11)</sup>, по сравнению с <sup>(10a)</sup>. Оно заключается в том, что поле давлений, возникающих в газе, протекающем через систему сферических аэрозольных частей, характеризуется соотношением:  $\text{grad } P = \frac{2}{3} \text{ grad } \bar{P} = \frac{2}{3} \Delta P/A$ , где  $\Delta P$  — перепад давления на расстоянии  $A$  вдоль потока газа. Иными словами, операции усреднения и определения градиента не коммутируемы. Кроме того, был учтен скачок температуры на границе раздела газ — частица. Эти два уточнения привели к формуле <sup>(11, 12)</sup>

$$U_T = -k_T \frac{\nu}{T} \left[ \left( 1 + c_i \frac{\lambda}{R} \frac{\kappa_i}{\kappa_e} \right) / \left( 1 + \frac{\kappa_i}{2\kappa_e} + c_i \frac{\lambda}{R} \frac{\kappa_i}{\kappa_e} \right) \right] \text{ grad } T. \quad (5)$$

В пределе при  $\lambda/R \ll 1$  формулы (3), (5) совпадают с формулой (2). В первом приближении для  $k$  было принято значение  $k=1,5$ . Однако есть основание полагать, что истинное значение  $k$  может существенно отличаться от 1,5, в особенности для многоатомных молекул. Поэтому в выведенной формуле (5) мы будем считать себя вправе уточнить численное значение  $k_T$  исходя из экспериментальных данных. Применяя к нашим измерениям формулы (2) и (3), мы также определяли соответствующие значения  $k_T$ .

В табл. 1 они сопоставлены с различными теоретическими значениями  $k_T$ . При расчете приняты следующие значения:  $T=293^\circ \text{ K}$ ,  $\rho=1,2 \cdot 10^{-3} \text{ г/см}^3$ ,  $\eta=18,1 \cdot 10^{-5} \text{ пз}$ ,  $c_i=2,16$ ,  $c_m=1,13$ ;  $\kappa_i=3 \cdot 10^{-4} \text{ кал/см} \cdot \text{сек} \cdot \text{град}$ ,  $\kappa_e=0,63 \cdot 10^{-4} \text{ кал/см} \cdot \text{сек} \cdot \text{град}$ ,  $\text{grad } T=7,8 \text{ град/см}$ ,  $P=760 \text{ мм рт. ст.}$ , эксперимен-

тальное определенное  $U_T = (1,34 \pm 0,03)$  см/сек (приведена средняя квадратичная ошибка серии экспериментов).

Сравнение данных <sup>(13)</sup>, полученных нами ранее струйным методом измерения скорости термофореза аэрозольных частиц в интервале  $1,25 > \lambda/R > 0,25$ , с результатами работ <sup>(6-8, 11, 12)</sup> показывает, что эксперимент обнаруживает удовлетворительное согласие с формулой (5) и значительное расхождение с формулой (3), как это видно из рис. 2, где отложены значения скорости термофореза в зависимости от числа Кнудсена. (Теоретическая кривая 1 построена на основании формулы (5) с  $k_T = 1,1$ , кривые 2, 3 — на основании формулы (3) с  $k_T = 1,17$  и  $k_T = 0,75$  соответственно). Среднее значение  $k_T = 1,10$ , использованное при построении кривой 1 и приведенное в табл. 1, вычислено по формуле (5) из экспериментальной скорости термофореза. Как видно, значения  $k_T$ , полученные двумя методами (вертикальная щель и струйный метод), удовлетворительно согласуются между собой.

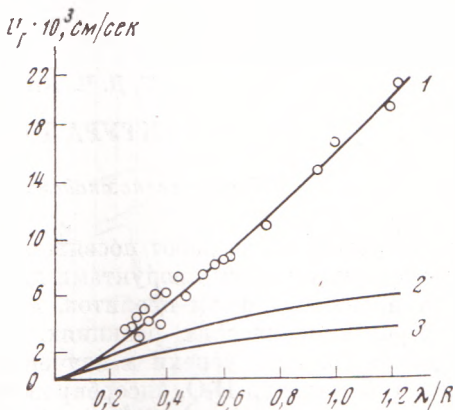


Рис. 2

Завышенное значение  $k_T = 1,5$ , найденное из третьего приближения теории Чепмана — Энского, можно объяснить неточностью этого приближения. Возможно, что учет следующего приближения улучшит соответствие с опытом.

Авторы выражают благодарность чл.-корр. АН СССР Б. В. Дерягину за общее руководство и доктору физико-математических наук Ю. И. Яламову, принимавшему участие в обсуждении результатов работы.

Институт физической химии  
Академии наук СССР  
Москва

Поступило  
1 III 1974

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- <sup>1</sup> З. М. Южный, Колл. журн., т. 20, № 4 (1968). <sup>2</sup> В. И. Полежаев, Сборн. Тепло- и массообмена, т. 1, 1968. <sup>3</sup> Ф. З. Гершуни, Е. М. Жуковичкий, Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости, «Наука», 1972. <sup>4</sup> М. А. Гольдштик, В. П. Сорочкин, Журн. прикл. мех. и техн. физ. № 6 (1968). <sup>5</sup> P. Epstein, Zs. Phys., В. 54, 537 (1922). <sup>6</sup> J. R. Brock, J. Coll. Sci., v. 17, № 58, 768 (1962). <sup>7</sup> J. C. Maxwell, Phil. Trans. Roy. Soc., v. 170, 1, 231 (1879). <sup>8</sup> И. Н. Ивченко, Ю. И. Яламов, ЖФХ, т. 45, № 3 (1971). <sup>9</sup> И. Н. Ивченко, Ю. И. Яламов, Изв. АН СССР, Механика жидкости и газа, № 6 (1969). <sup>10</sup> Б. В. Дерягин, С. П. Баканов, ДАН, а) т. 147, № 1 (1962); б) т. 141, № 2 (1961); в) т. 144, № 3 (1962). <sup>11</sup> B. V. Derjaguin, Iu. Ialatomov, J. Coll. Sci., v. 22, 195 (1966). <sup>12</sup> Б. В. Дерягин, Ю. И. Яламов, Колл. журн. т. 33, № 2 (1971); B. V. Derjaguin, Iu. Ialatomov, The Theory of Thermophoresis and Diffusiophoresis of Aerosol Particles and their Experimental Testing. Topic and Current Aerosol Research, v. 3, Part 2, London, 1972. <sup>13</sup> Б. В. Дерягин, А. И. Сторожилова, Колл. журн., т. 26, № 5 (1964). <sup>14</sup> С. Чепмен, Т. Каулинг, Математическая теория неоднородных газов, ИЛ, 1960.