

туры. Цифрами 1-4 отмечены кривые, отвечающие значениям температуры $T = \{2; 1,5; 1,3; 1,2\}$. Расчеты, проведенные при других скоростях набегающего потока, показали, что линии уровня слабо реагируют на изменение скорости. Это говорит о том, что число $Kn = 0,1$ еще недостаточно мало. Об этом же свидетельствует и то, что абсолютная величина скорости возникающих движений пока еще меньше числа Кнудсена. На фиг. 3 приведено пунктиром распределение вдоль пластины напряжения P_{xy} , отнесенного к свободномолекулярному значению P_{xy}^0 . Из графика видно, что в области отрыва потока напряжение трения нигде не обращается в нуль в отличие от того, как это было бы по уравнениям Навье - Стокса с условием прилипания.

Обнаруженное явление срыва потока под воздействием резкого изменения температуры газа вблизи поверхности тела может иметь место не только в тех случаях, когда набегающий поток имеет малую скорость. Аналогичная ситуация может возникнуть при обтекании тела и с конечной скоростью. В этом случае на дне пограничного слоя скорости течения могут оказаться настолько малыми, что воздействие на течение при помощи резкого изменения температуры поверхности тела может привести к возникновению температурных напряжений и срыву потока.

ЛИТЕРАТУРА

1. Коган М. Н., Галкин В. С., Фридендер О. Г. О напряжениях, возникающих в газах вследствие неоднородности температуры и концентраций. Новые типы свободной конвекции. - Усп. физ. наук, 1976, т. 119, вып. 1.
2. Шахов Е. М. О приближенных кинетических уравнениях в теории разреженных газов. - Изв. АН СССР. МЖГ, 1968, № 1.
3. Шахов Е. М. Поперечное обтекание пластины разреженным газом. - Изв. АН СССР. МЖГ, 1972, № 6.
4. Рыков В. А. Об осреднении кинетического уравнения Больцмана по поперечной скорости для случая одномерных движений газа. - Изв. АН СССР. МЖГ, 1969, № 4.

Москва

Поступила в редакцию
3.I.1980

УДК 533.7

ТЕРМОФОРЕЗ СФЕРИЧЕСКОЙ ЧАСТИЦЫ В МНОГОАТОМНОМ ГАЗЕ В СВОБОДНОМОЛЕКУЛЯРНОМ РЕЖИМЕ

БЕРЕСНЕВ С. А., СУЕТИН П. Е., ЧЕРНЯК В. Г.

Движение частицы в одноатомном газе в условиях свободномолекулярного режима, обусловленное градиентом температуры (термофорез), впервые рассмотрено в [1]. Эффекты влияния внутренних степеней свободы молекул на силу и скорость термофореза обсуждались в [2], где аэрозольные частицы трактовались как один из компонентов бинарной газовой смеси (метод «гигантских молекул»).

В данной работе, как и в [1], сила термофореза определяется подсчетом суммарного импульса, переданного газовыми молекулами частице при столкновениях. При этом учитывается возможность произвольной аккомодации трансляционной и внутренней энергии, а также тангенциального импульса молекул при взаимодействии их с поверхностью частицы.

Рассмотрим сферическую частицу радиуса R , находящуюся в бесконечном многоатомном газе, состояние которого возмущено направленным вдоль оси z постоянным градиентом температуры (∇T). Предполагается, что средняя длина свободного пробега молекул значительно превышает радиус частицы. В этом случае функция распределения падающих на частицу молекул в i -м внутреннем состоянии может быть выбрана в соответствии с первым приближением метода Чепмена - Энскога в линеаризованном виде [3]

$$(1) \quad f_i^- = f_{0i} \left\{ 1 + \left(c^2 - \frac{5}{2} + \varepsilon_i - \langle \varepsilon \rangle \right) \tau_0 + 2c_z u_\infty - \right. \\ \left. - \left(\frac{m}{2kT_0} \right)^{1/2} \frac{|\nabla T|}{T_0} c_z \left[\frac{4}{5} \frac{\lambda_i}{kn_0} \left(c^2 - \frac{5}{2} \right) + \frac{2\lambda_i(\varepsilon_i - \langle \varepsilon \rangle)}{c_v^i n_0} \right] \right\} \\ f_{0i} = n_0 \left(\frac{m}{2\pi kT_0} \right)^{3/2} \exp(-c^2 - \varepsilon_i) \left[\sum_i \exp(-\varepsilon_i) \right]^{-1}$$

$$(2) \quad \varepsilon_i = \frac{E_i}{kT_0}, \quad c = \left(\frac{m}{2kT_0} \right)^{1/2} v, \quad \tau_0 = \frac{|\nabla T|}{T_0} R \cos \theta$$

$$\langle \varepsilon \rangle = \frac{\langle E \rangle}{kT_0} = \sum_i \varepsilon_i \exp(-\varepsilon_i) \left[\sum_i \exp(-\varepsilon_i) \right]^{-1}$$

Здесь E_i — внутренняя энергия газовых молекул в i -м состоянии; n_0 и T_0 — числовая плотность и температура газа в плоскости, перпендикулярной оси z при $\theta = \pm\pi/2$ (полярный угол θ отсчитывается от положительной полуоси z против часовой стрелки); λ_t и λ_i — соответственно трансляционная и внутренняя составляющие теплопроводности газа; k — постоянная Больцмана; c_v^i — внутренняя теплоемкость при постоянном объеме, v — скорость молекул, u_∞ — безразмерная макроскопическая скорость газа вдали от частицы.

Функцию распределения отраженных от поверхности частицы молекул, учитывая возможность произвольной аккомодации трансляционной и внутренней энергии, а также тангенциального импульса, запишем в виде [4]

$$(3) \quad f_i^+ = f_{0i} [1 + A + B_1(c^2 - 3/2) + B_2(\varepsilon_i - \langle \varepsilon \rangle) + Dc_\theta]$$

Величины A , B_1 , B_2 , D , зависящие от угла θ , определяются из условия непротекания и через коэффициенты аккомодации трансляционной (α_E^t), внутренней (α_E^i) энергии и тангенциального импульса (α_τ). Определения коэффициентов аккомодации стандартные [5].

Распределение температуры внутри частицы описывается уравнением Лапласа с условием непрерывности радиального потока тепла на границе.

Сила термофореза вычисляется подсчетом нескомпенсированного суммарного импульса для всей поверхности частицы

$$(4) \quad F_T = - \sum_i m \int_S dS \sum_{\mp} \int f_i^{\mp} V_r V_z dv$$

Из условия $F_T = 0$ определяется скорость термофореза U_T , которая в свободно-молекулярном режиме равна

$$(5) \quad U_T = - \frac{2}{5} \frac{\lambda_t}{p_0} \frac{16(1 + \alpha_\tau) + 5\pi(1 - \alpha_E^t)}{32(1 + \alpha_\tau) + \pi(9 - \alpha_E^t)} \nabla T$$

Таким образом, U_T определяется лишь трансляционной составляющей коэффициента теплопроводности газа, что качественно согласуется с результатом [2]. На этом основании в [2] сделан вывод о малом влиянии внутренних степеней свободы молекул на термодиффузионную скорость частицы. Однако известно, что для многоатомных газов $\lambda_t = \lambda_0 a$, где λ_0 — коэффициент теплопроводности одноатомного газа, a — параметр, численное значение которого зависит от вида потенциала межмолекулярного взаимодействия. В частности, для модели «шароховатые сферы» имеем [3]

$$(6) \quad a = \frac{12(1+2K)(1+K)^3}{12+75K+101K^2+102K^3}$$

причем безразмерный момент инерции молекулы K может принимать значения от 0 до $2/3$. Другой результат для параметра a получен 17-моментным методом Грэда [6]

$$(7) \quad a = 1 - \frac{\alpha/3(c_v^i/k)^{5/2} - \beta}{1 + \alpha/2[5/3(c_v^i/k) + \beta]}$$

где коэффициенты α и β определяются через характерные времена релаксации.

Оценить влияние внутренних степеней свободы молекул на величину U_T можно по любой из формул (6) или (7). При $K = 1/3$ из формулы (6) следует, что $a = 0.91$. Для любых газов в широком интервале температур $\beta = 1.20 - 1.35$; кроме того, из экспериментальных данных [7] известно, что при атмосферном давлении и $T = 293$ К для азота $\alpha \approx 0.40$, а для кислорода $\alpha \approx 0.45$. Тогда из формулы (7) $a \approx 0.89$ для азота и $a \approx 0.88$ для кислорода.

Таким образом, наличие внутренних степеней свободы газовых молекул приводит к уменьшению термодиффузионной скорости частицы в условиях свободно-молекулярного режима более чем на 10%.

Из выражения (5) следует, что величина U_T не зависит от коэффициента аккомодации внутренней энергии α_E . Такая зависимость начинает проявляться лишь в членах порядка Kn^{-1} .

В случае одноатомного газа ($a=1$) при полной аккомодации тангенциального импульса и энергии молекул на поверхности частицы ($\alpha_\tau = \alpha_E = 1$) формула (5) точно совпадает с результатом [1] и отличается множителем $8/(8+\pi)$ от результата [2], что объясняется приближениями метода гигантских молекул.

ЛИТЕРАТУРА

1. Баканов С. П., Дерягин Б. В. О теории термореципитации высокодисперсных аэрозольных систем.— Коллоид. ж., 1959, т. 21, № 4, с. 377–384.
2. Annis B. K., Mason E. A. Theory of thermodiffusiophoresis of spherical aerosol particles.— J. Aerosol Sci., 1975, v. 6, No. 2, p. 105–117.
3. Ферцигер Дж., Капер Г. Математическая теория процессов переноса в газах. М.: Мир, 1976, с. 315, 326.
4. Cercignani C., Pagani C. D. Rarefied flows in presence of fractionally accommodating walls.— In: Rarefied Gas Dynamics, v. 1. New York, Acad. Press, 1969, p. 269.
5. Коган М. Н. Динамика разреженного газа. М.: Наука, 1967, с. 82–83.
6. Жданов В. М. К кинетической теории многоатомного газа.— Ж. эксперим. и теорет. физ., 1967, т. 53, вып. 6, с. 2099–2108.
7. Алиевский М. Я. К расчету теплопроводности молекулярных газов по данным ультразвуковых измерений. Теплофиз. высоких температур, 1970, т. 8, № 2, с. 292–295.

Свердловск

Поступила в редакцию
18.1.1980