Оценка ускорения и нагрева частиц в потоке газа

Горячев Н.С., Кривошеев Ю.К.
Белорусский национальный технический университет

Обычно температура поверхности частицы значительно ниже температуры потока, в который вводится частица твёрдой фазы. При этом существует тепловой пограничный слой газа, в котором его температура изменяется от температуры поверхности частицы до невозмущённой температуры потока вдалеке от частицы. Такой перепад температур может составлять значительную величину, тогда вязкость, теплопроводность, теплоёмкость газа могут изменяться на порядок и более. Первоочередным методом учёта температурного скачка является расчёт коэффициента сопротивления *Cd* по свойствам газа при «плёночной» температуре, которая равна среднему значению между температурой на поверхности частицы и температурой невозмущённого потока. При этой же температуре определяются параметры газа, входящие в выражение для критерия Рейнольдса *Re*.

При малых *Re* , меньших единицы, коэффициент сопротивления *Cd* совпадает с теоретическим значением по формуле Стокса $Cd = 24/Re$. С ростом критерия *Re* до значений порядка $5 \cdot 10^3$ величина коэффициента *Cd* уменьшается по более медленному закону [1], в силу чего зависимость *Cd* может аппроксимироваться различными степенными зависимостями.

Тепловой поток к поверхности частицы от газа определяется через произведение коэффициента теплоотдачи на перепад между температурой газа вдали от частицы и температурой поверхности частицы. Коэффициент теплоотдачи зависит от свойств газа и характера обтекания поверхности частицы. Для определения этого коэффициента используем известное выражение $\alpha = Nu \cdot \lambda f / Dp$ Полагая, что частица обтекается равномерным потоком, свойства которого постоянны, используем для определения числа Нуссельта зависимость Ранца-Маршалла:

$$Nu = 2 + 0{,}6 \cdot Re^{0{,}5} \cdot Pr^{0{,}33}$$

В практических задачах большое значение имеет поведение частиц в начальный период их пребывания в струе. Рассмотрим одномерное движение одиночной сферической частицы диаметром *Dp* , которая была помещена в равномерный высокотемпературный поток газа со скоростью *uf*и температурой *Tf* . В начальный момент скорость частицы равна нулю, а температура – начальному значению *Tp0* . Будем считать, что температура сферы в каждый момент времени равномерна по объёму, радиационными потерями пренебрегаем. Изменение скорости *up* и температуры частицы *Tp* определяется уравнениями

$$m_p \frac{du_p}{dt} = \frac{\pi D_p^2}{4} \cdot C_d \cdot \frac{1}{2} \rho \left(u_f - u_p \right)^2,$$

$$c_p m_p \frac{dT_p}{dt} = \alpha \cdot \pi D_p^2 \cdot \left(T_f - T_p \right).$$

Используем в расчётах следующие зависимости для коэффициента сопротивления и теплоотдачи

$$C_d = \frac{24}{\mathrm{Re}} \left(1 + 0{,}15\,\mathrm{Re}^{0{,}687} \right),$$

$$\alpha = \frac{\lambda}{D_p} \left(2 + 0{,}6\,\mathrm{Re}^{0{,}5} \cdot \mathrm{Pr}^{0{,}33} \right),$$

в которых числа Рейнольдса и Прандтля определены по свойствам при плёночной температуре. В таком случае уравнения движения и нагрева частицы в потоке можно представить в следующем виде

$$\frac{du_p}{dt} = \frac{1}{\tau_D} \left(u_f - u_p \right),$$

$$\frac{dT_p}{dt} = \frac{1}{\tau_T} \left(T_f - T_p \right)$$

где $$\tau_D = \frac{1}{3\pi} \cdot \frac{m_p}{D_p \eta} \cdot \frac{1}{1 + 0{,}15\,\mathrm{Re}^{0{,}687}},$$

$$\tau_T = \frac{c_p m_p}{\pi D_p \lambda} \cdot \frac{1}{2 + 0{,}6\,\mathrm{Re}^{0{,}5}\,\mathrm{Pr}^{0{,}33}}.$$

Величинам τD и τT – постоянным времени ускорения и нагрева можно придать ясный физический смысл: это время, которое понадобилось бы частице, чтобы достичь скорости (температуры) плазмы, если бы она двигалась с текущим ускорением (нагревалась с текущей интенсивностью). В условиях скоростного высокотемпературного потока газа τD/ τT ~ 10 – 10^2 , то есть процесс нагрева частиц практически всегда протекает быстрее их ускорения. На начальном этапе движения частицы её скорость мала по сравнению со скоростью потока, поэтому можно считать, что число Рейнольдса остаётся постоянным, а следовательно и величины τD и τT В таком случае полученные дифференциальные уравнения можно проинтегрировать, определяя константы интегрирования из начальных условий: *up*(0)= 0, *Tp*(0) = *Tp0* .Получаем

$$u_p = u_f \cdot \left(1 - exp\left(-\frac{t}{\tau_D}\right)\right),$$

$$T_p = T_f - \ T_f - T_{p0} \ \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau_T}\right).$$

С использованием приведенных выше формул были проведены контрольные расчёты для определения температуры частиц никеля диаметром 100 мкм, вводимых в поток азота с температурой 6500 К. Так, например, пройдя путь в 5 см, температура частиц повышалась от 300 К до 1160 К.

Литература

1. Л.Г. Лойцянский. Ламинарный пограничный слой. М., Физматгиз, 1962, 457 с.