

03

Влияние гетерогенных процессов на поверхности, обтекаемой потоками неравновесных газов на гидродинамическое сопротивление

© И.П. Завершинский, Е.Я. Коган

Самарский государственный аэрокосмический университет

Поступило в Редакцию 19 июля 1999 г.

В окончательной редакции 25 октября 1999 г.

Предложен механизм уменьшения турбулентного трения при движении тел в потоке колебательно-неравновесного газа. Показано, что нагрев газа в непосредственной близости от стенки за счет гетерогенной релаксации может приводить к уменьшению поперечного градиента скорости и снижению коэффициента сопротивления трения.

Одной из актуальных проблем современной аэродинамики является построение адекватной теоретической модели, описывающей заметное снижение сопротивления при движении тел со сверхзвуковыми скоростями в неравновесных газовых средах.

Полное сопротивление движению тела при обтекании его потоками газа складывается из волнового сопротивления и сопротивления трения. Механизм снижения волнового сопротивления предложен в [1]. В [2,3] рассмотрены механизмы уменьшения сопротивления трения при локальном искусственном нагреве обтекаемой поверхности.

Таким механизмом также может быть нагрев газа в пристеночном слое, обусловленный гетерогенной релаксацией внутренних степеней свободы атомов или молекул газа и плазмы. Нагрев стенки и трубок тока в непосредственной близости от стенки за счет гетерогенной релаксации приводит к резкому уменьшению поперечного градиента продольной скорости $\partial u_x / \partial y$ и увеличению толщины вытеснения пограничного слоя $\delta(x)$. При этом увеличение коэффициента динамической вязкости μ с ростом температуры менее существенно.

В колебательно-неравновесном газе пристеночная релаксация важна, когда время гетерогенной релаксации τ_H меньше характерного времени

объемной релаксации (например, VT -релаксации) τ_{VT} : $\tau_H < \tau_{VT}$. Для оценки соответствующих условий воспользуемся моделью встряхивания для гетерогенной релаксации [4]:

$$\frac{1}{\tau_H} = \frac{4 \cdot 10^{-2} S}{\pi^{3/2} V} \frac{mk(kT)^3}{\rho_H (\hbar c_S)^3 \hbar \omega_0} \left(\frac{kT}{2\pi m} \right)^{1/2} \left(\frac{\hbar \omega_0}{kT} \right)^{9/2} \times \frac{\exp(-\hbar \omega_0 / 2kT_V)}{\text{sh}(\hbar \omega_0 / 2kT_V)} \left(1 - \exp\left((\alpha - \beta) \frac{\hbar \omega_0}{kT} \right) \right).$$

Время τ_{VT} определяется соотношением $\tau_{VT} = 1/nk_{VT}$. Здесь S и V — площадь и объем обтекаемой поверхности, m — масса молекулы, k — постоянная Больцмана, T — температура газа, ρ_H — плотность материала поверхности, c_S — скорость звука материала поверхности, $\hbar \omega_0$ — энергия первого колебательного уровня, T_V — колебательная температура, $\alpha = 3(\pi a \omega_0 / \bar{v})^{2/3}$, $\beta = 1 - T/T_V$, a — характерный размер потенциала взаимодействия молекулы с поверхностью, \bar{v} — тепловая скорость, k_{VT} — константа скорости процесса объемной релаксации, n — концентрация газа. Оценки показывают, что условие преобладания гетерогенной релаксации может быть выполнено при давлениях, меньших атмосферного и в холодном разряде ($T_V/T \gg 1$). Например, в условиях работы [5]: газ–воздух, поверхность–нержавеющая сталь, влажность 1%, $P \sim 5 \cdot 10^3 - 10^4$ Па, $\hbar \omega_0 \approx 2300$ К, $T_V \approx 900$ К, $T \approx 300$ К, $k_{VT} \approx 10^{-22}$ см³/с, имеем $\tau_H \sim 10^{-3}$ с, $\tau_{VT} \sim 3 \cdot 10^{-3}$ с.

Оценим зависимость коэффициента сопротивления трения

$$C_x = \frac{2}{\rho_\infty u_{x\infty}^2} \mu \frac{\partial u_x}{\partial y} \quad (1)$$

от температуры газа в полностью развитом турбулентном пограничном слое на плоской пластине при выполнении условия преобладания гетерогенной релаксации. Здесь ρ_∞ — плотность газа в набегающем потоке, u_x — продольная скорость потока в окрестности обтекаемого тела.

Для этого воспользуемся, например, уравнениями турбулентного сжимаемого пограничного слоя в двухслойной модели Себеси–Смита [6] для плоской пластины

$$\rho T = \text{const}, \quad \frac{\partial \rho u_x}{\partial x} + \frac{\partial \rho u_y}{\partial y} + \frac{\partial \rho u_x}{\partial \delta} \frac{\partial \delta}{\partial x} = 0,$$

$$\frac{\partial}{\partial y} \left[(\mu + \mu_t) \frac{\partial u_x}{\partial y} \right] = \rho u_x \frac{\partial u_x}{\partial x} + \rho u_y \frac{\partial u_x}{\partial x},$$

$$\frac{\partial}{\partial y} \left[\left(\frac{\mu}{\sigma} + \frac{\mu_t}{\sigma_t} \right) \frac{\partial T}{\partial y} \right] + \frac{T}{\tau_H} = \rho u_x \frac{\partial T}{\partial x} + \rho u_y \frac{\partial T}{\partial y} - (\gamma - 1) M^2 (\mu + \mu_t) \left(\frac{\partial u_x}{\partial y} \right)^2,$$

где M — число Маха, l_x и l_y — продольный и поперечный масштабы пограничного слоя, μ_t — коэффициент турбулентной вязкости, $\sigma = 0.72$, $\sigma_t = 0.9$. Заметим, что изменение модели пограничного слоя не ведет к принципиальным изменениям результатов. В результате имеем

$$\left(\frac{\mu}{\sigma} + \frac{\mu_t}{\sigma_t} \right) \frac{T}{l_y^2} \sim \frac{T}{\tau_H}, \quad (\mu + \mu_t) \frac{u_x}{l_y^2} \sim \rho \frac{u_x^2}{l_x}.$$

Таким образом, приходим к следующей оценке зависимости силы турбулентного трения от температуры газа

$$\mu \frac{\partial u_x}{\partial y} \sim \frac{\mu(\mu + \mu_t)}{(\mu/\sigma + \mu_t/\sigma_t)^{3/2}} \frac{\left(1 - \exp((\alpha - \beta)\hbar\omega_0/kT) \right)^{3/2}}{T^{1/2}}. \quad (2)$$

Гетерогенный нагрев газа в окрестности обтекаемого тела приводит к уменьшению коэффициента сопротивления и поперечного градиента продольной скорости. Последний резко уменьшается на участке нагрева. Таким образом, поведение коэффициента трения объясняется конкуренцией между изменением вязкости в зависимости от температуры стенки и изменением толщины эффективной, наиболее прогретой части пограничного слоя вблизи стенки, что подтверждается численным моделированием аналогичной ситуации при искусственном нагреве обтекаемой поверхности [3].

В [7] обсуждается еще один механизм влияния гетерогенных процессов на изменение гидродинамического сопротивления. Показано, что в результате поверхностной релаксации происходит изменение потока импульса с обтекаемой поверхности, что в свою очередь вызывает относительное изменение давления

$$\frac{\Delta P}{P} \sim \alpha \eta^* w \frac{\hbar\omega_0}{T},$$

где η^* — степень возбуждения, w — вероятность девозбуждения молекулы при гетерогенной релаксации, $\alpha < 1$. Оценки, проведенные

в условиях [5], дают $w \sim 10^{-1}$, $\eta^* \sim 10^{-1}$, $\Delta P/P \sim 10^{-2}$. Изменения того же порядка испытывают и коэффициенты давления, сопротивления и подъемной силы.

Список литературы

- [1] Завершинский И.П., Коган М.Н. // ТВТ. 1999. Т. 37. N 3–4. С. 134–139.
- [2] Казаков А.В., Коган М.Н., Купарев В.А. // ТВТ. 1996. Т. 33. С. 244–249.
- [3] Казаков А.В., Коган М.Н., Курячий А.П. // ПМТФ. 1996. Т. 37. С. 70–77.
- [4] Коган Е.Я., Мальнев В.Н. // УФЖ. 1983. С. 374–377.
- [5] Бычков В.Л., Грачев Л.П., Есаков И.И. и др. Препринт ИПМ РАН N 27. 1997. 50 с.
- [6] Cebeci T., Smith A.M. Analysis of turbulent boundary layers. N. Y.: Acad. Press, 1974. 234 p.
- [7] Мальнев В.Н., Недоспасов А.В. // Международное совещание "Перспективы МГД и плазменных технологий в аэрокосмических исследованиях". Москва, 24–25 марта 1999 г. Анн. докладов. 1999, С. 47–48.