

Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

С. С. Кутателадзе, А. И. Леонтьев, Влияние диссоциации газа на трение и теплообмен в турбулентном пограничном слое, *ТВТ*, 1963, том 1, выпуск 3, 458–460

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 100.28.231.85

8 ноября 2024 г., 16:45:44



ВЛИЯНИЕ ДИССОЦИИАЦИИ ГАЗА НА ТРЕНИЕ И ТЕПЛОБМЕН В ТУРБУЛЕНТНОМ ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ

С. С. Кутателадзе, А. И. Леонтьев

При гиперзвуковых скоростях полета ($M > 10$) возникают процессы диссоциации газа в пограничном слое, оказывающие заметное влияние на трение и теплообмен. Для ламинарного пограничного слоя вопрос о влиянии диссоциации газа исследован достаточно подробно в работах Фейя, Ридделя [1], Лиза [2] и др.

В значительно меньшей степени исследован турбулентный пограничный слой в диссоциирующем газе. В работах Костерина, Кошмарова [3], Лапина [4] и Дорранса [5] делается попытка распространить на эти условия полуэмпирические теории турбулентности. В первых двух работах рассматривается случай равновесной диссоциации. В работе Дорранса рассматривается «замороженный» пограничный слой. Ниже дается вывод закона трения и теплообмена турбулентного пограничного слоя диссоциированного газа на основании теории предельных законов [6]. Эти законы, по крайней мере при больших числах Re для течений без градиента давления, дают решения, которые не содержат в себе каких-либо эмпирических констант. Как было показано ранее [6], такой результат обусловлен тем, что основное влияние неизотермичности, сжимаемости и поперечного потока вещества связано с переменностью плотности газа по поперечному сечению турбулентного ядра пограничного слоя.

Диссоциация также приводит к перераспределению плотности газа в пограничном слое. Рассмотрим схему «замороженного» диссоциированного газа, которая, по данным для ламинарного пограничного слоя, лучше описывает действительный процесс. Связи между скоростями течения, температурами и концентрациями примем согласно [5]:

$$\alpha = \alpha_{ст} + (\alpha_0 - \alpha_{ст}) \omega; \quad (1)$$

$$\frac{\rho}{\rho_0} = \frac{T_0}{T} \cdot \frac{1 + \alpha_0}{1 + \alpha}; \quad (2)$$

$$\frac{T}{T_0} = \left(\frac{7 + 3\alpha_{ст}}{7 + 3\alpha} \right) \psi + \left[\frac{7 + 3\alpha_0}{7 + 3\alpha} - \left(\frac{7 + 3\alpha_{ст}}{7 + 3\alpha} \right) \psi \right] \omega + \omega(1 - \omega) \frac{1,4 M^2}{7 + 3\alpha}; \quad (3)$$

где α — степень диссоциации; $\omega = \frac{w_x}{w_0}$ — безразмерная скорость; ρ — плотность; T —

температура; $\psi = \frac{T_{ст}}{T_0}$ — температурный фактор; индекс ст — параметры на стенке;

0 — параметры на внешней границе пограничного слоя.

При $\alpha = \alpha_0 = \alpha_{ст} = 0$ из уравнения (3) получаем известное соотношение Крокко.

Полагаем, как и в случае $M < 10$, что изменение плотности газа не оказывает влияния на распределение касательного напряжения по сечению пограничного слоя.

Тогда для случая безградиентного течения газа относительный предельный закон трения запишется в следующем виде:

$$\Psi = \left(\frac{c_f}{c_{f_0}} \right)_{\text{Re}^{**}} = \left(\int_0^1 \sqrt{\frac{T_0}{T} \cdot \frac{1 + \alpha_0}{1 + \alpha}} d\omega \right)^2, \quad (4)$$

где c_f — коэффициент трения в рассматриваемых условиях; c_{f_0} — коэффициент трения при обтекании плоской пластины потоком несжимаемой жидкости; $\text{Re}^{**} = \frac{\omega_0 \delta^{**}}{\nu_0}$ — критерий Рейнольдса по толщине потери импульса.

Подставляя в уравнение (4) формулы (1) и (3), получаем аналитическое выражение для предельного закона трения диссоциированного газа:

$$\Psi = \left(\int_0^1 \left\{ \sqrt{\frac{\{7 + 3[\alpha_{\text{CT}} + (\alpha_0 - \alpha_{\text{CT}})\omega]\}(1 + \alpha_0)}{1 + \alpha_{\text{CT}} + (\alpha_0 - \alpha_{\text{CT}})\omega}} \times \right. \right. \\ \left. \left. \times [(7 + 3\alpha_{\text{CT}})\psi + [7 + 3\alpha_0(7 + 3\alpha_{\text{CT}})\psi]\omega + \omega(1 - \omega)1,4 \text{ M}^2]^{-1/2} \right\} d\omega \right)^2. \quad (5)$$

Расчеты показывают, что величина $\frac{c_f}{c_{f_{\alpha=0}}}$ ($c_{f_{\alpha=0}}$ — коэффициент трения при отсутствии диссоциации) слабо зависит от температурного фактора и числа М. Поэтому представляет интерес рассмотреть случай квазизотермического течения диссоциированного газа с дозвуковыми скоростями. В этом случае

$$\Psi = \left(\int_0^1 \sqrt{\frac{1 + \alpha_0}{1 + \alpha}} d\omega \right)^2, \quad (6)$$

и с учетом уравнения (1),

$$\Psi = \left(\frac{2}{\sqrt{\bar{\alpha}} + 1} \right)^2, \quad (7)$$

где $\bar{\alpha} = 1 + \alpha_0 / 1 + \alpha_{\text{CT}}$.

Переход к числам Re_x осуществляется через уравнение импульсов

$$\left(\frac{c_f}{c_{f_0}} \right)_{\text{Re}_x} = \left(\frac{c_f}{c_{f_0}} \right)_{\text{Re}^{**}}^{1/m+1}. \quad (8)$$

Для области чисел Re_x от 10^5 до 10^7 можно принять $m = 0,25$, тогда

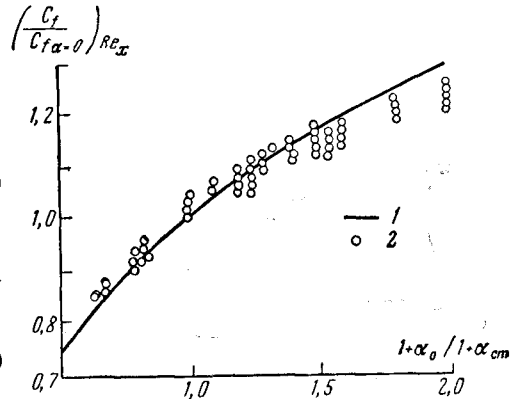
$$\left(\frac{c_f}{c_{f_0}} \right)_{\text{Re}_x} = \left(\frac{2}{\sqrt{\bar{\alpha}} + 1} \right)^{1,6}. \quad (9)$$

Учитывая влияние сжимаемости и теплообмена по [6], имеем:

$$\left(\frac{c_f}{c_{f_0}} \right)_{\text{Re}^{**}} = \frac{1}{\psi^* - 1} \left[\arcsin \frac{2(\psi^* - 1) + \Delta\psi}{\sqrt{4(\psi^* - 1)(\psi^* + \Delta\psi) + (\Delta\psi)^2}} - \right. \\ \left. - \arcsin \frac{\Delta\psi}{\sqrt{4(\psi^* - 1)(\psi^* + \Delta\psi) + (\Delta\psi)^2}} \right]^2 \left(\frac{2}{\sqrt{\bar{\alpha}} + 1} \right)^2, \quad (10)$$

где $\psi^* = T_{\text{CT}}^* / T_0$ — кинетический температурный фактор; $\Delta\psi = \psi - \psi^*$ — фактор теплообмена; T_{CT}^* — равновесная температура стенки.

В настоящее время отсутствуют опытные данные, с которыми можно было бы сопоставить предельный закон трения для диссоциированного газа. Поэтому мы ограничимся сопоставлением предельного закона с решением Дорранса [5], основанном на полуэмпирической теории турбулентности. Результаты такого сопоставления приводятся на рисунке. Сплошная кривая построена по уравнению (9). Точки соответствуют результатам расчета, выполненного Доррансом на электронной вычислительной машине для диапазона изменения Re_x от 10^5 до 10^8 , числа М от 0 до 4,0 и температурного фактора $T_{\text{CT}} / T_{\text{CT}}^*$ от 0,04 до 1,0. Из графика видно, что наблюдается как качественное, так и количественное соответствие между предельным законом и методикой Дорранса.



Сопоставление предельного закона трения с расчетами Дорранса:

1 — расчет по уравнению (9); 2 — расчет по методике Дорранса

Таким образом, еще раз обнаруживается, что значительное число допущений и наличие экспериментальных констант в полуэмпирических теориях турбулентного пограничного слоя по существу не являются необходимыми для выяснения влияния таких факторов, которые связаны с переменностью плотности газа.

Как видно, максимальное относительное влияние диссоциации газа на трение в турбулентном пограничном слое лежит в пределах 25%.

Институт теплофизики
Сибирского отделения Академии наук СССР

Поступила в редакцию
29 V 1963

ЛИТЕРАТУРА

1. J. A. Faу, F. R. Riddlell, J. Aeronaut. Sci., 25, № 2, 73, 1958.
2. L. Lees, Jet Propuls., 26, № 4, 259, 1956.
3. С. И. Костерин, Ю. А. Кошмаров, Intern. J. mass-heat transfer., № 1, 1960.
4. Ю. В. Лапин, Ж. техн. физ., 32, вып. 4, 1962.
5. W. Dogganse, A. R. S. Journal, 31, № 1, 1961.
6. С. С. Кутателадзе, А. И. Леонтьев, Турбулентный пограничный слой сжимаемого газа. Сиб. отд. АН СССР, 1962.