

Е. В. ЛЫСЕНКО

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ
ЧИСЛА МАХА В СЖАТОМ СЛОЕ ПЕРЕД ЦИЛИНДРОМ**

(Представлено академиком Г. И. Петровым 4 II 1971)

Профиль числа Маха вдоль критической линии тока в сжатом слое получен с помощью трубки Пито.

Как известно, для изэнтропического течения давление торможения, измеряемое трубкой Пито в дозвуковом непрерывном потоке, равно

$$P_0 = P_\infty \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_\infty^2 \right)^{\gamma/(\gamma-1)}, \quad (1)$$

где γ — отношение удельных теплоемкостей.

В свободно-молекулярном режиме обтекания числовая плотность внутри трубки (в области анализа) (1)

$$[n_a]_F = \frac{n_\infty v_\infty}{v_a} \chi(S_\infty) \frac{K(S_\infty; l/d_1)}{K(0; l/d_1)}, \quad (2)$$

где $S = u/v$ — молекулярное отношение скоростей, u — массовая скорость потока, $v = (2kT/m)^{1/2}$ — наиболее вероятная скорость молекул, $\chi(S) = \exp(-S^2) + \sqrt{\pi} S [1 + \operatorname{erf}(S)]$, m — масса молекулы, n — числовая плотность, $K(S_\infty; l/d_1)$, $K(0; l/d_1)$ — множители Клаузинга для $S = S_\infty$ и $S = 0$ соответ-

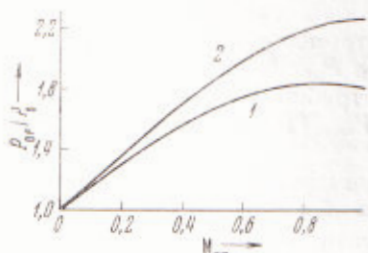


Рис. 1

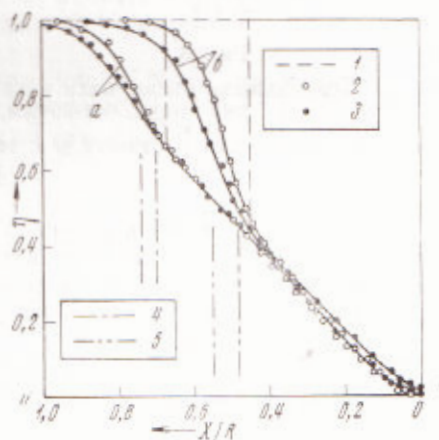


Рис. 2

Рис. 1. Зависимость свободно-молекулярного предела давления в трубке Пито от числа Маха: 1 — $l/d_1 \rightarrow 0$, 2 — $l/d_1 \rightarrow \infty$

Рис. 2. Зависимость относительного давления η в трубке Пито от относительного расстояния при $M_\infty = 2,52$ (а) и $5,4$ (б); 1 — $D \rightarrow \infty$, 2 — $D = 30$ мм, 3 — $D = 20$ мм; отход прямого скачка уплотнения 4 — по данным (5), 5 — по данным (6)

венно, l — длина трубки, d_1 — внутренний диаметр трубки.

Учитывая, что $P = nkT$, можно записать соотношение (2) в виде

$$[P_a]_F = P_\infty \left(\frac{T_a}{T_\infty} \right)^{1/2} \chi(S_\infty) \frac{K(S_\infty; l/d_1)}{K(0; l/d_1)}. \quad (3)$$

В случае, когда температура в области анализа (измерения) равна температуре торможения $T_a = T_0$, давление, измеряемое трубкой Пито в свободно-молекулярном потоке,

$$P_{0F} = P_\infty \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_\infty^2\right)^{1/2} \chi(S_\infty) \frac{K(S_\infty; l/d_1)}{K(0; l/d_1)}. \quad (4)$$

Таким образом, отношение давлений, измеряемых трубкой в свободно-молекулярном и континуальном режиме, в данном случае имеет вид

$$\frac{P_{0F}}{P_0} = \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_\infty^2\right)^{-(\gamma+1)/2(\gamma-1)} \chi(S_\infty) \frac{K(S_\infty; l/d_1)}{K(0; l/d_1)}. \quad (5)$$

Свободно-молекулярные пределы давления в трубке Пито при $T_a = T_0$, рассчитанные по соотношению (5), приведены на рис. 1.

Если вдоль критической линии тока за ударной волной, возникающей при сверхзвуковом континуальном обтекании затупленного тела, перемещать трубку Пито, режим обтекания которой будет свободно-молекулярным, то, как это следует из формулы (5), можно получить распределение числа Маха в не-

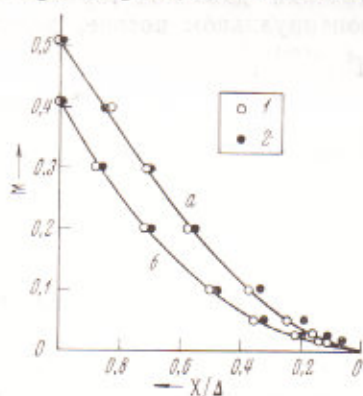


Рис. 3

Рис. 3. Распределение числа Маха в сжатом слое при $M_\infty = 2,52$ (а) и $5,4$ (б); $l = D = 30$ мм, $2 - D = 20$ мм

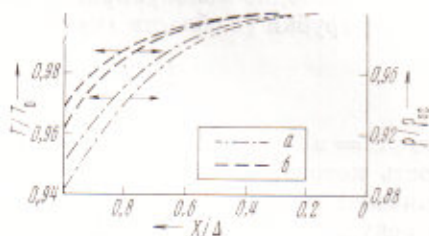


Рис. 4

Рис. 4. Распределение плотности ρ и температуры T в сжатом слое при $M_\infty = 2,52$ (а) и $5,4$ (б)

вязком сжатом слое, если известно давление торможения за прямым скачком уплотнения P_{02} и давление в трубке Пито P_{0F} . Такая же возможность имеется и в переходном режиме обтекания трубки Пито, если известна зависимость измеренного трубкой давления P_{0F}/P_0 от степени разрежения потока и числа Маха.

Эксперименты были проведены при обтекании цилиндров с плоским торцом потоком воздуха с $M_\infty = 2,52$, $M_\infty = 5,4$ и $T_0 \approx 295^\circ \text{K}$. В цилиндрах вдоль оси имелось отверстие, через которое вводилась трубка Пито диаметром $d = 0,24$ мм ($d_1/d \approx 0,5$; $l/d_1 \approx 80$). Подробности эксперимента изложены в (2). Там же показано, что обтекание цилиндров диаметром $D = 30$ и 20 мм при длине свободного пробега молекул невозмущенного потока $\lambda_\infty = 0,564$ мм ($M_\infty = 2,52$) и $\lambda_\infty = 0,406$ мм ($M_\infty = 5,4$) характеризуется изолированной ударной волной, параметры за которой подчиняются классическому соотношению Ренкина — Гюгоньо. Режим полностью вязкого ударного слоя для цилиндров с плоским торцом реализуется при числе Кнудсена, рассчитанном по длине свободного пробега за прямым скачком уплотнения и диаметру, $Kn_2 \approx 0,02$, что в условиях эксперимента (2) соответствует обтеканию цилиндра с $D \approx 10$ мм.

Поскольку при обтекании цилиндров с $D = 30$ и 20 мм при указанных числах Маха между ударной волной и телом еще существует невязкая часть сжатого слоя, то можно применить соотношения (1) — (5) для

изэнтропического течения. Очевидно можно применить эти соотношения и для вязкой части сжатого слоя, ввиду незначительной диссипации энергии в пограничном слое на торце цилиндров. Это следует из результатов многочисленных экспериментов по исследованию давления в трубке Пито, свидетельствующих, что давление торможения в случае вязкого сжатого слоя незначительно меньше давления торможения за прямым скачком уплотнения P_{02} для невязкого газа. Такой вывод можно сделать также на основании работы (3) и изложенных в (2) экспериментов, результаты которых использованы в данной работе.

На рис. 2 дана зависимость относительного давления в трубке Пито $\eta = (P_{0 \text{ изм}} - P_{02}) / ((P_{0 \text{ изм}})_{\infty} - P_{02})$ от относительного расстояния X/R (R — радиус цилиндра), измеряемого от торцов цилиндров диаметром 30 и 20 мм. Длины свободного пробега, рассчитанные по условиям за прямым скачком уплотнения, составляли $\lambda_2 = 0,220$ и $0,182$ мм для $M_{\infty} = 2,52$ и $5,4$ соответственно. Ввиду того, что обтекание трубки диаметром $d = 0,24$ мм при соответствующих λ_2 нельзя считать свободно-молекулярным, расчет распределения числа Маха в сжатом слое производился на основе экспериментальных данных (4) по давлению в трубке Пито, находящейся в переходном режиме течения при $M_{\infty} < 1$. Задавая число M_2 , соответствующее данному M_{∞} , и имея отношение λ_2/d , можно найти величину $P_{0 \text{ изм}}/P_0$ (4), которая в данном случае имеет смысл величины $P_{0 \text{ изм}}/P_{02}$. Зная величину P_{02}/P_0 для данного M_{∞} и используя зависимость $P_{0 \text{ изм}}/P_0 = f(X)$ (рис. 1 работы (2)), несложно найти координату заднего фронта ударной волны как точку, где $M = M_2$. Таким способом было определено положение прямого скачка уплотнения при $D \rightarrow \infty$ (рис. 2). Там же показана величина континуального отхода прямого скачка уплотнения для тел вращения с плоской носовой частью согласно (5, 6).

Распределение числа Маха вдоль критической линии тока в сжатом слое представлено на рис. 3. Схема расчета приведена выше; при этом учитывалась зависимость длины свободного пробега λ от давления в сжатом слое $P = P(M)$. Толщина сжатого слоя Δ бралась по результатам эксперимента.

На основе полученного распределения числа Маха рассчитано распределение плотности и температуры в сжатом слое при $M_{\infty} = 2,52$ и $M_{\infty} = 5,4$. Результаты расчета приведены на рис. 4.

Центральная аэрологическая обсерватория
г. Долгопрудный Моск. обл.

Поступило
29 I 1971

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ А. И. Ивановский, Тр. Центральн. аэрологич. обсерв., в. 72, 36 (1966).
² Е. В. Лысенко, ДАН 199, № 4 (1971). ³ Е. Левинский, Х. Иосихара, Сборн. Исследования гиперзвуковых течений, М., 1964, стр. 62. ⁴ M. G. Pollard, R. Grad, Rarefied Gas Dynamics, Proc. VI Intern. Symp., Cambridge, 1, N. Y.—London, 1969, p. 811. ⁵ Г. В. Ливман, А. Рошко, Элементы газовой динамики, ИЛ, 1960. ⁶ В. Г. Масленников, Сборн. Аэрофизич. исследования сверхзвуковых течений, «Наука», 1967, стр. 241.