

**К РАСЧЕТУ ДАВЛЕНИЯ В ЗОНЕ ДВУМЕРНОГО ОТРЫВА ТУРБУЛЕНТНОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ НА ПЛАСТИНЕ**

Ф. С. СКЛЯР (Москва)

В результате взаимодействия достаточно интенсивного скачка уплотнения с пограничным слоем возникает отрыв пограничного слоя, причем известно [1], что структура потока в окрестности точки отрыва не зависит от способа инициирования вызывающего отрыв градиента давления. Схема течения и типичная форма кривой распределения статического давления  $p$  на пластине в окрестности точки отрыва изображены на фиг. 1, где обозначено: 1 — волны сжатия; 2 — верхняя граница пограничного слоя; 3 — разделительная линия тока [2]; 4 — циркуляционная зона;  $w$  — поверхность пластины;  $x_0$  — точка, где начинается взаимодействие скачка с пограничным слоем;  $x_s$  — точка отрыва;  $x_p$  — точка, где начинается область примерно постоянного давления (так называемое «плато»).

Задача определения давления в точке  $x_p$  рассмотрена в ряде работ, в том числе в [1], где дается полуэмпирическая методика расчета всех параметров зоны отрыва, отличающаяся простотой и обзорностью результатов. В частности, для расчета величины коэффициента давления в точке  $x_p$  при турбулентном режиме течения в пограничном слое теплоизолированной пластины в [1] предложена формула

$$c_{pp} = \frac{p_p - p_0}{q_0} = f_3(1)\varphi(M_0)\sqrt{c_{f_0}}, \quad f_3 = f_3\left(\frac{x - x_0}{x_p - x_0}\right) \quad (1)$$

Здесь  $c_{f_0}$  — коэффициент трения в точке  $x_0$ ;  $q_0$  — скоростной напор набегающего потока;  $f_3$  — функция, введенная для описания формы кривой  $p(x)$  в окрестности точки отрыва (фиг. 1), а  $f_3(1)$  — ее значение в точке  $x_p$ . Функция  $f_3$  находится из единственного эксперимента по измерению распределения статического давления на пластине в окрестности точки отрыва. Будучи однажды определенной, эта функция полагается универсальной, т. е. описывающей форму кривой  $p(x)$  для любых значений чисел Маха  $M_0$  и Рейнольдса  $R_0$  набегающего потока;  $f_3(1) = 6.00$  по данным [1]. Кроме того,  $\varphi(M_0)$  есть известная функция, определяемая в [1].

При фиксированном значении  $M_0$  формула (1) определяет зависимость  $c_{pp}$  от  $R_0$  вида

$$c_{pp} \sim R_0^{-1/2N} \left( R_0 = \frac{u_0 x_0}{\nu_0} \right)$$

Здесь  $u_0$  — скорость,  $\nu_0$  — кинематическая вязкость набегающего потока, а  $(-1/N)$  — показатель степени при  $R$  в принимаемом законе трения.

Однако известно [3, 4], что значения  $c_{pp}$  не зависят от  $R_0$  в широком диапазоне  $M_0$  и  $R_0$ .

Оставаясь в рамках модели явления, развитой в [1], можно показать, что причиной указанного несоответствия теоретических и опытных данных является неточность аппроксимации в [1] функций  $d\delta^*/dx$  и  $(\partial\tau/\partial y)_w$  выражениями, содержащими значения параметров пограничного слоя в точке  $x_0$  и универсальные эмпирические функции  $f_1(x)$ ,  $f_{2a}(x)$ .

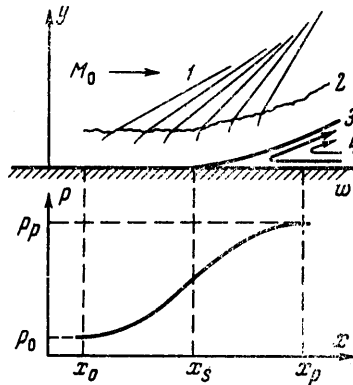
В выражения функции  $f_1$  и  $f_{2a}$  входят в виде поправочных множителей и определяются экспериментально, а  $\tau$  и  $\delta^*$  обозначают соответственно напряжение трения и толщину вытеснения пограничного слоя.

Указанная неточность становится заметной, если рассмотреть значения функций  $f_1$  и  $f_{2a}$  в точке  $x = x_p$ . Для  $f_1(1)$  и  $f_{2a}(1)$  в [1] получаются следующие выражения:

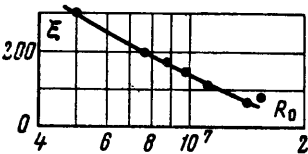
$$f_1(1) = \frac{c_{pp}(x_p - x_0)}{[\varphi(M_0)]^2 \delta_0^*}, \quad f_{2a}(1) = \frac{c_{pp} \delta_0^*}{(x_p - x_0) c_{f_0}}$$

где  $\delta_0^*$  — толщина вытеснения в точке  $x_0$ .

По своему смыслу оба последних выражения должны быть равными некоторым постоянным и в силу этого не должны зависеть от числа Рейнольдса. Но



Фиг. 1



Фиг. 2

опытные данные, полученные в экспериментах по обтеканию прямоугольных выступов при  $M_0 = 2.37$  и приведенные на фиг. 2, а также данные работы [6], относящиеся к числам  $M_0$  от 4.8 до 6.3, свидетельствуют, что, по крайней мере, в обследованном диапазоне изменения чисел  $R_0$  и  $M_0$  величина  $\xi = (x_p - x_0) / \delta_0^*$  будет убывающей функцией числа  $R_0$ . В первом приближении можно записать, что

$$(x_p - x_0) / \delta_0^* \sim R_0^{-n} \quad (n > 0)$$

Учитывая, что  $c_{f0} \sim R_0^{-1/N}$ , для  $f_1(1)$  и  $f_{2a}(1)$  легко получить

$$f_1(1) \sim R_0^{-n}, \quad f_{2a}(1) \sim R_0^{n+1/N} \quad (2)$$

Показатели при  $R_0$  в формулах (2) отличны от нуля, поэтому можно заключить, что  $f_1(1)$  и  $f_{2a}(1)$  не будут универсальными постоянными, как это предположено в [1]. Отсюда следует, что и сами функции  $f_1$  и  $f_{2a}$  зависят от числа Рейнольдса.

Так как  $f_3 = \sqrt{f_1 f_{2a}}$  в точке  $x = x_p$  (см. [1]), то

$$f_{3p} \sim R_0^{1/2N}$$

где через  $f_{3p}$  обозначено значение функции  $f_3$  в точке  $x_p$ . Следовательно,

$$c_{pp} \sim \varphi(M_0) \sqrt{c_{f0} / c_{f*}} \quad \text{при } c_{f*} \sim R_0^{-1/N}$$

Здесь  $c_{f*}$  — коэффициент трения в точке  $x_0$  для несжимаемой жидкости.

Экспериментальные значения величины  $F(1) = [c_{pp} / \varphi(M_0)] \sqrt{c_{f*} / c_{f0}}$ , полученные в опытах по обтеканию сверхзвуковым потоком прямоугольных выступов различной высоты при изменениях  $R_0$  от  $4 \cdot 10^6$  до  $4 \cdot 10^7$  и  $M_0$  от 1.55 до 6.3, практически оказались не зависящими от  $R_0$  и близки к среднему значению  $F_*(1) = 0.28$ .

Расчет показывает, что среднеквадратичное отклонение экспериментальных значений  $c_{pp}$ , приведенных в работах [5, 6], от кривой, построенной по формуле

$$c_{pp} = 0.28 \varphi(M_0) \sqrt{c_{f0} / c_{f*}} \quad (3)$$

составляет 7%. Обработка тех же опытных данных по формуле (1) приводит к среднеквадратичному отклонению, величина которого равна 13%.

Следует указать еще, что наличие зависимости величин  $f_1(1)$  и  $f_{2a}(1)$  от числа Рейнольдса обязывает внести соответствующую поправку и в формулы для определения длины зоны взаимодействия  $x_p - x_0$ , выведенные в [1].

Поступило 28 IV 1967

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Erdos J., Pallone A. Shock-boundary layer interaction and flow separation. Proceedings of the 1962 Heat Transfer and Fluid Mechanics Institute. Stanford University Press, 1962.
2. Chapman D. R., Kuehn D. M., Larson H. K. Investigation of separated flows in supersonic and subsonic streams with emphasis on the effect transition. NASA Rep., 1953, No. 1356.
3. Петров Г. И., Лихущин В. Я., Некрасов И. П., Соркин Л. И. Влияние вязкости на сверхзвуковой поток со скачками уплотнения. Оборонгиз, 1952. Тр. ЦИАМ, № 224.
4. Бам-Зеликович Г. М. Расчет отрыва пограничного слоя. Изв. АН СССР. ОН, 1954, № 12.
5. Lange R. H. Present status of information relative to the predication of shock-induced boundary-layer separation. NASA TN 3065, 1954.
6. Sterret J. R., Emery J. C. Extension of boundary Layer Separation Criteria to a Mach Number of 6.5 by Utilizing Flat Plates with Forward facing Steps. NASA TN D-618, 1960.