

10. Васильевский С. А., Тирский Г. А. Численный метод решения уравнений вязкого ударного слоя // Исследования по гиперзвуковой аэродинамике и теплообмену с учетом неравновесных химических реакций.— М.: Изд-во МГУ, 1987.— С. 5—24.
11. Пилюгин Н. Н., Талипов Р. Ф. Численное решение уравнений вязкого ударного слоя при неравномерном обтекании затупленных конусов // Исследование газодинамических и физических явлений в аэробаллистических экспериментах.— М.: Изд-во МГУ, 1992.— С. 80—90.

г. Москва

Поступила 12/X 1992 г.,  
в окончательном варианте — 8/II 1993 г.

УДК 532.527

С. К. Бетяев, А. М. Гайфуллин, С. В. Гордеев

## ДВЕ ФОРМЫ ОТРЫВА ЖИДКОСТИ ОТ ГЛАДКОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Экспериментальные исследования отрывных образований указывают на многообразие их форм [1]. Даже при обтекании тел несложной конфигурации структура отрывного образования еще недостаточно изучена, что заставляет в численных расчетах пользоваться априорными схемами отрывного течения. Поэтому экспериментальное изучение данного вопроса кроме чисто познавательного имеет и прикладное значение.

В гидротрубе с размером рабочей части  $150 \times 150$  мм исследовалось обтекание модели, состоящей из двух пластин, соединенных между собой таким образом, чтобы плоскость, проходящая через заднюю кромку первой пластины и переднюю кромку второй, была перпендикулярна плоскости первой из них (рис. 1). Между пластинами имелся зазор. Первая пластина, установленная вдоль потока, плоская, а вторая — изогнутая по дуге окружности. Передняя кромка второй пластины запрофилирована для устранения срывов. К задней кромке первой пластины и передней кромке второй подводились дренажные трубки с красителем для визуализации течения. Длина второй пластины 85 мм, радиус ее закругления 55 мм.

Цель эксперимента — исследование взаимодействия пограничных слоев, образующихся на двух пластинах. Типичная картина этого взаимодействия показана на рис. 2. Такое взаимодействие, по-видимому, должно моделировать течение в окрестности зазора между крылом и закрылком. Обтекание такой конфигурации в определенном диапазоне чисел Рейнольдса  $Re$  приводит к отсоединенному отрыву [2].

Течение имеет два характерных масштаба:  $l$  — длина первой пластины, которая в данном эксперименте составляла 100 мм, и  $h \ll l$  — расстояние между пластинами. Поэтому всю область течения можно разбить на две подобласти: внешнюю, связанную с глобальным обтеканием модели, и внутреннюю, связанную с течением около зазора.

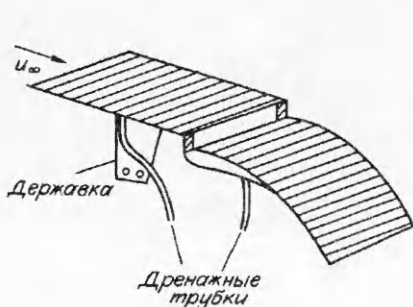


Рис. 1

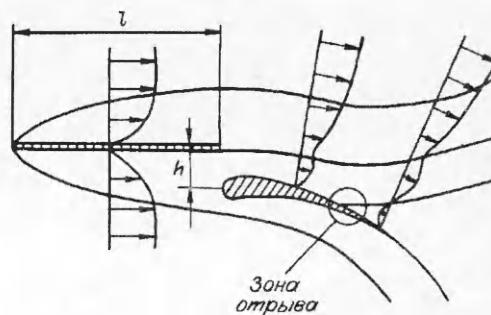


Рис. 2

Течение во внешней области имеет характерное число Рейнольдса порядка  $10^3$ . На передней пластине образуется пограничный слой Блазиуса, толщина которого  $\delta$  меняется в зависимости от расстояния от передней кромки  $x$  по закону [3]

$$(1) \quad \delta(x) \approx 5 \sqrt[3]{\frac{\nu x}{u_\infty}},$$

где  $u_\infty$  — скорость набегающего потока;  $\nu$  — кинематический коэффициент вязкости.

В следе за первой пластиной этот пограничный слой попадает в область неблагоприятного градиента давления и, кроме того, взаимодействует с пограничным слоем, образующимся на второй пластине.

Течение во внутренней области имеет характерное число Рейнольдса  $Re_1$ , существенно отличное от  $Re$ . Определим его. Поскольку на конце первой пластины образуется достаточно толстый пограничный слой, можно считать, что на вторую пластину набегающий поток с почти линейным распределением скорости по высоте. Для такого течения

$$(2) \quad Re_1 = \frac{h^2 \partial u / \partial y}{\nu}$$

( $y$  — координата по нормали к первой пластине).

Из линейности профиля скорости следует

$$(3) \quad \frac{\partial u}{\partial y} \sim \frac{u_\infty}{\delta(l)}.$$

Соотношения (1) — (3) дают связь между  $Re_1$  и  $Re$ :

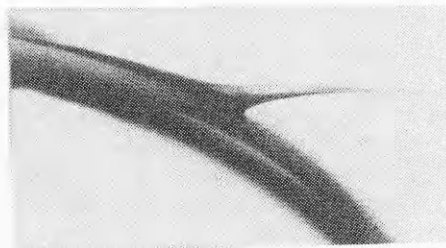
$$Re_1 \sim \frac{1}{5} \left(\frac{h}{l}\right)^2 Re^{3/2}.$$

Оценим  $Re_1$ . Например, для  $h = 3$  мм и  $Re = 10^3$   $Re_1 = 5,7$ . Следовательно, каждая из двух областей характеризуется существенно различными числами Рейнольдса.

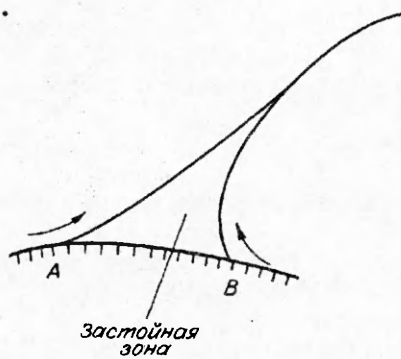
В зоне неблагоприятного градиента давления при  $Re \geq 10^3$  на второй пластине происходит отрыв пограничного слоя. Экспериментально установлено, что геометрия течения в окрестности точки отрыва различна и зависит от  $Re$  и  $Re_1$ . В параметрической плоскости  $Re$ ,  $h/l$  существуют следующие режимы течения: 1)  $Re \leq 10^3$  — безотрывное течение, 2)  $10^3 \leq Re \leq 3 \cdot 10^3$ ,  $h/l \leq 0,025$  и  $h/l \geq 0,05$  — ординарный отрыв, 3)  $10^3 \leq Re \leq 3 \cdot 10^3$ ,  $0,025 \leq h/l \leq 0,05$  —  $\lambda$ -отрыв, 4)  $Re \geq 3 \cdot 10^3$  — турбулентный поток. В режиме 2 (рис. 3) имеется одна точка отрыва, в режиме 3 (рис. 4) — две точки отрыва ( $A$  и  $B$  на рис. 5). Между этими точками образуется застойная зона, в которой скорость жидкости мала по сравнению со скоростью вне этой зоны. Величина зазора, соответствующая данному диапазону значений  $Re_1$ , такова, что с поверхности второй пластины отрывается самая заторможенная часть пограничного слоя, сходящего с задней кромки первой пластины. В связи с тем, что точка отрыва заранее неизвестна, устройство для подачи красителя в застойную зону не предусматривалось. Краситель попадал в застойную зону с помощью специально организованных нестационарных возмущений — колебаний по углу атаки. Через некоторое время после прекращения колебаний устанавливался стационарный режим.



Р и с. 3



Р и с. 4



Р и с. 5

появлялся как результат взаимодействия пограничного слоя с внешним невязким течением). В данном эксперименте он возник в результате взаимодействия двух пограничных слоев.

Отсоединенный отрыв в исследуемом диапазоне значений  $Re$  обнаружить не удалось.

При  $h/l \leq 0,025$  влияние зазора незначительно и наблюдается ординарный отрыв пограничного слоя с поверхности второй пластины. При  $h/l \geq 0,05$  зазор становится достаточно большим и на вторую пластинку приходит внешняя часть пограничного слоя, сходящего с первой пластины; здесь также наблюдается ординарный отрыв пограничного слоя.

Итак, отрыв пограничного слоя от гладкой поверхности возможен, по крайней мере, в виде двух реализаций: ординарного отрыва и  $\lambda$ -отрыва ( $\lambda$ -отрыв наблюдался и ранее в [4, 5], но там он

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Van Dyke M. An Album of Fluid Motion.— Stanford, Calif.: The Parabolic Press, 1982.
2. Петров А. В. Некоторые типы отрывного обтекания разрезных крыльев // Учен. зап. ЦАГИ.— 1977.— Т. 8, № 2.
3. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя.— М.: Наука, 1969.
4. Pullin D. I., Perry A. E. Some flow visualization experiments on starting vortex // J. Fluid Mech.— 1980.— V. 97, pt 2.
5. Arakeri V. H. Viscous effect on the position of cavitation separation from smooth bodies // J. Fluid Mech.— 1975.— V. 68, pt 4.

г. Жуковский

Поступила 25/III 1993 г.

УДК 532.526

В. Н. Ветлуцкий, Т. В. Поплавская

### РАСЧЕТНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОГО СЖИМАЕМОГО ТУРБУЛЕНТНОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ НА НАВЕТРЕННОЙ СТОРОНЕ ТРЕУГОЛЬНЫХ КРЫЛЬЕВ ПРИ СВЕРХЗВУКОВОМ ОБТЕКАНИИ

Качественное исследование режимов течения в зависимости от угла стреловидности  $\chi$ , числа Маха  $M_\infty$  и угла атаки  $\alpha$  при сверхзвуковом обтекании треугольных крыльев с острой кромкой выполнено экспериментально в [1, 2]. Влияние угла атаки на переход ламинарного течения в турбулентное изучалось в [3, 4]. Показано, что для треугольных пластин с  $\chi = 60 \div 75^\circ$  переход при  $\alpha \leq 10^\circ$  ускоряется, а при  $\alpha > 15^\circ$  затягивается. В [5] измерены числа Стантона на наветренной стороне треугольных крыльев при  $\chi = 65, 70^\circ$ ,  $\alpha = 0 \div 15^\circ$ ,  $M_\infty = 6, 1$  и 8. Результаты расчетов ламинарного и турбулентного пограничных слоев на плоском треугольном крыле приведены в [6].

На основе алгоритма, изложенного в [7, 8], в данной работе выполнены расчеты сжимаемого турбулентного пограничного слоя на наветренной стороне плоских и профилированных треугольных крыльев при  $M_\infty > 1$ . Параметры ламинарно-турбулентного перехода выбраны из сопоставления распределения чисел Стантона с экспериментальными результатами [5].

© В. Н. Ветлуцкий, Т. В. Поплавская, 1994