

удалось довольно близко подойти к нему. Радиус скругления последней линии тока в районе угловой точки составляет  $R \approx 0.07 y_1$ .

Следует заметить, что, полагая в (1.1)  $j = 0$ , получаем и метод расчета течений в плоских криволинейных каналах сложной формы для до-, транс- и сверхзвуковых скоростей. Заметим, что, хотя данный метод позволяет рассчитывать как дозвуковую, так и сверхзвуковую области течения, расчет сверхзвуковой части за характеристиками влияния можно проводить методом характеристик, позволяющим рассчитывать течения с угловыми точками, беря параметры на некоторой начальной характеристике из результатов, полученных по методу автора.

Автор благодарит У. Г. Пирумова, под руководством которого была выполнена данная работа.

Поступило 21 IX 1970

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Пирумов У. Г., Расчет течения в сопле Лавала. Изв. АН СССР, МЖГ, 1967, № 5.
2. Иванов М. Я., Крайко А. Н. Численное решение прямой задачи о смешанном течении в соплах. Изв. АН СССР, МЖГ, 1969, № 5.
3. Ilse V. Curved nozzles. Proc. 6-th Sympos. on ballistic missiles and aerospace technology, Acad. Press., 1961, vol. 3.
4. Morrey C. B. Jr. On the analyticity of the solutions of analytic non-linear elliptic systems of partial differential equations. pt. 1, 2, Amer. J. Math., 1958, vol. 80, No. 1.
5. Курант Р. Уравнения с частными производными. М., «Мир», 1964.
6. Лаврентьев М. М. О задаче Коши для уравнения Лапласа. Изв. АН СССР, Сер. матем., 1956, т. 20, № 6.
7. Кочин Н. Е., Кибель И. А., Розе Н. В. Теоретическая гидромеханика, ч. 2. М., Физматгиз, 1963.
8. Березин И. С., Жидков Н. П. Методы вычислений. М., Физматгиз, 1962.
9. Тихонов А. Н. О решении некорректно поставленных задач и о методе регуляризации. Докл. АН СССР, 1963, т. 151, № 3.
10. Шифрин Э. Г. О течениях идеального газа со звуковой поверхностью, совпадающей с характеристической. ПММ, 1965, т. 29, вып. 4.

УДК 533.6.07

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ТАНГЕНЦИАЛЬНОГО ВДУВА И ОХЛАЖДЕНИЯ СТЕНКИ НА ТЕЧЕНИЕ С ОТРЫВОМ ПОТОКА

В. Т. ГРИНЬ, Н. Н. ЗАХАРОВ

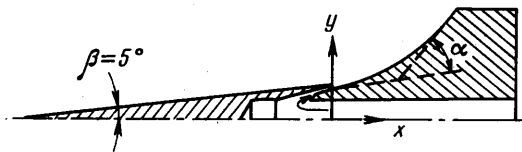
(Москва)

Эксперимент проведен на осесимметричных телах при числе Маха  $M = 6$  и в диапазоне чисел Рейнольдса  $R = 0.5 \cdot 10^6 \div 2.5 \cdot 10^6$ . Тангенциальный вдув газа и охлаждение поверхности при определенных значениях расхода вдуваемого газа и температуры стенки приводит к ликвидации зоны отрыва. Реализуемые аэродинамические параметры при безотрывном обтекании близки к рассчитанным для идеального газа. В частности, распределение давления вдоль контура удовлетворительно совпадает с рассчитанным по формуле Буземана.

Проблеме отрыва потока от поверхности посвящено большое количество работ (см., например, [1-3]), в которых рассматриваются условия появления отрыва потока, а также определяются протяженность и конфигурация срывных областей. Наряду с изучением течений с отрывными зонами очень важно исследование методов воздействия на пограничный слой с целью предотвращения его отрыва. Результаты подобных исследований при низких числах Маха и высоких числах Рейнольдса можно найти в [4, 5]. Некоторые экспериментальные результаты для больших чисел Маха

и низких чисел Рейнольдса при различных видах воздействия на течение с отрывом имеются в работах [8-9].

1. Исследования проводились на двух типах осесимметричных моделей. Модель А, схема которой показана на фиг. 1, предназначалась для исследования вдува газа



Фиг. 1

и представляла собой комбинацию острого конуса с углом полураствора  $\beta = 5^\circ$  и щитка, образующая которого в меридианальной плоскости выполнялась либо по дуге окружности, плавно сопрягаемой с начальным конусом (сплошная линия), либо по прямой (штриховая линия), наклоненной под углом  $\alpha$  к образующей начального конуса. Щитки выполнялись с различными радиусами кривизны ( $R = 50, 70$  и  $110$  мм).

а также с различными углами  $\alpha$  изменяющимися от  $0$  до  $30^\circ$ . В месте сопряжения дуги окружности с образующей начального конуса имелась кольцевая щель высотой  $0.5$  мм, через которую по касательной к стенке вдувались воздух или гелий. Кольцевая щель представляла собой суживающееся звуковое сопло. Расход вдуваемого газа изменялся в широких пределах при изменении давления в системе подачи. Расстояние от вершин конуса до щели равнялось  $100$  мм.

Геометрические характеристики модели Б, предназначенной для исследования воздействия на пограничный слой, в основном совпадали с аналогичными характеристиками модели А. Единственное различие было в отсутствии щели вдува. Охлаждаемая модель выполнялась полый с толщиной стенок  $1$  мм. Через полость модели прокачивался под давлением жидкий азот, охлаждающий стенки модели практически до температуры жидкого азота  $T = 100^\circ$  К. Температура торможения набегающего потока изменялась от  $400$  до  $650^\circ$  К. Нижний предел температуры выбирался из условия отсутствия конденсации компонентов воздуха. Температура стенки измерялась малоинерционными термопарами в трех точках.

Производились измерения статического давления на стенке. Полное давление в потоке измерялось микронасадком, непрерывно перемещающемся на координатнике по нормали к образующей. Сигнал давления преобразовывался малоинерционным индуктивным датчиком в электрический сигнал, фиксируемый на осциллографе. Картина обтекания, полученная при помощи прибора Теллера, фотографировалась на пленку. Экспериментальные исследования проводились при числе Маха невозмущенного потока  $M = 6$ . Число Рейнольдса, определенное по параметрам в невозмущенном потоке, изменялось в диапазоне  $R = 0.5 \cdot 10^6 \div 2.5 \cdot 10^6$ . В качестве характерного размера принималась длина образующей конуса до точки сопряжения  $100$  мм (см. фиг. 1). Для исследуемых конфигураций моделей указанная область изменения чисел Рейнольдса соответствовала режимам, когда переход ламинарного течения в турбулентное происходил либо в пределах зоны отрыва, либо вверх по течению от точки отрыва. Режим течения в пограничном слое контролировался по коэффициенту восстановления температуры поверхности.

2. Эффективность управления пограничным слоем можно оценить по степени уменьшения влияния вязкости на внешнее течение. Возмущение, возникающее во внешнем потоке, передается по дозвуковому подслою ламинарного пограничного слоя вверх по потоку на несколько десятков толщин пограничного слоя, вызывая утолщение пограничного слоя, а при значительных возмущениях — появление отрыва и, как следствие, существенное искажение внешнего течения. Задача воздействия тем или иным способом на пограничный слой в конечном счете сводится к повышению способности пограничного слоя выдерживать большие продольные градиенты давления и таким образом, к ограничению распространения возмущений вверх по потоку.

На фиг. 2 показано распределение статического давления  $p$ , отнесенного к давлению на конусе, вдоль поверхности моделей с прямолинейной образующей щитка с углом  $\alpha = 15^\circ$  при последовательном увеличении степени воздействия на зону отрыва тангенциально вдуваемой струей воздуха (фиг. 2, а) или охлаждением поверхности (фиг. 2, б). Начало координат совпадает с точкой излома контура,  $s$  в мм отсчитывается вдоль поверхности тела. Щель вдува в модели А располагается при  $S = -20$ . Эти результаты соответствуют числу  $R = 0.5 \cdot 10^6$ . Цифрами 1, 2, 3 обозначены условия, соответствующие на фиг. 2, а  $T^\circ = 0.85$  и значениям расхода вдуваемого газа  $G = 0, 0.05$  и  $0.11$  соответственно, а на фиг. 2, б — значениям степени охлаждения  $T^\circ = 0.85, 0.3$  и  $0.15$  соответственно. Здесь и далее  $G$  — отношение расхода вдуваемого газа к расходу через пограничный слой в сечении перед щелью,  $T^\circ$  — отношение температуры стенки к температуре торможения на границе пограничного слоя. При отсутствии воздействия (кривая (1)) перед щитком образуется развитая

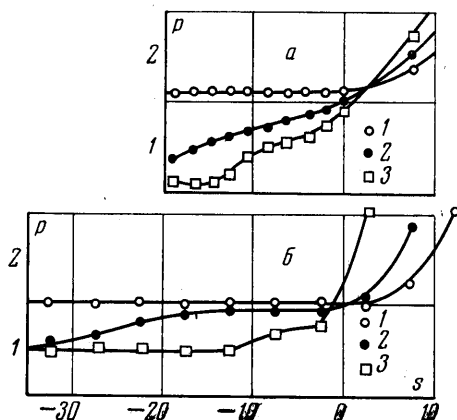
зона отрыва с характерным для этого случая постоянным уровнем давления (плато). Увеличение степени воздействия путем тангенциального вдува приводит к сокращению размеров зоны отрыва, которая при значении  $G = 0.11$  (фиг. 2, а) практически исчезает. При этом давление в окрестности щели вдува отличается от давления на поверхности конуса, что связано с нерасчетностью истечения струи газа из кольцевой щели. Увеличение интенсивности охлаждения (фиг. 2, б) также приводит к монотонному уменьшению длины зоны отрыва. При  $T^{\circ} = 0.15$  распределение давления перед щитком соответствует практически безотрывному обтеканию. Сокращение размеров зоны отрыва сопровождается увеличением градиента давления в области присоединения потока.

Как следует из многочисленных экспериментальных исследований (см., например, [1-3]), длина зоны отрыва на адиабатической стенке определяется значениями чисел Маха и Рейнольдса перед точкой отрыва и «невязким» значением давления в точке присоединения —  $p_{+}$ . Под последним понимается давление, реализуемое в точке присоединения потока при невязком обтекании. Развитие зон отрыва на телах с криволинейной образующей отличается тем, что при изменении длины зоны отрыва изменяется давление  $p_{+}$ . Поэтому на таких телах воздействие на течение с отрывом потока проявляется более сильно, чем на телах с прямолинейными образующими.

Характер обтекания модели с криволинейной образующей ( $R = 70$  мм) иллюстрируется фиг. 3. На фиг. 3, а приведено распределение давления вдоль поверхности модели в меридианальной плоскости. По вертикальной оси отложено давление  $p$ , отнесенное к давлению в невозмущенном потоке. По горизонтальной оси отложено расстояние  $x^{\circ}$ , отсчитываемое по направлению оси симметрии тела от точки сопряжения конуса с криволинейной поверхностью  $x^{\circ} = x/R \sin \beta$ , где  $x$  — продольная координата. На фиг. 3, б показаны поля полных давлений в сечении, где начинается фокусирование волн сжатия ( $x^{\circ} = 1.9$ ). По горизонтальной оси отложено давление торможения за прямым скачком  $p^{\circ}$ , отнесенное к давлению торможения в невозмущенном потоке, по вертикальной оси — расстояние  $\eta$  в мм по нормали к поверхности, отсчитываемое от стенки. На фиг. 3, в, г, д показаны тепловские фотографии течения. Значками 1 на фиг. 3, а обозначены экспериментальные значения давления, полученные на моделях А и Б при числе Рейнольдса  $R = 0.5 \cdot 10^5$ , когда на поверхности существует развитая зона отрыва. В этом случае имеющаяся на модели А щель располагается в отрывной зоне и поэтому не влияет на распределение давления. Поле полных давлений показано на фиг. 3, б кривой 1. Область постоянного полного давления, равного давлению на стенке, соответствует зоне обратных токов. Как видно из фотографии картины течения (фиг. 3, е), зона отрыва имеет прямолинейную границу, которая должна совпадать с линией максимальных градиентов плотности. Сопоставление полей полного давления с результатами обмера зоны отрыва на фотографиях показывает, что четко видимая граница близка к разделительной линии, используемой Чепменом [4] в модели отрывного течения.

В рассмотренном выше режиме течения ( $R = 0.5 \cdot 10^6$ ) коэффициент восстановления температуры  $r$  на конусе перед точкой отрыва был равен 0.85, что соответствует ламинарному режиму течения. В области присоединения значение  $r$  равнялось 0.91, что близко к значению ( $r = 0.89$ ), которое соответствует турбулентному режиму течения присоединенного потока. Таким образом, режим обтекания моделей А и Б с криволинейными образующими при числе  $R = 0.5 \cdot 10^6$  соответствует случаю, когда начало области перехода ламинарного течения в турбулентное располагается в зоне отрыва.

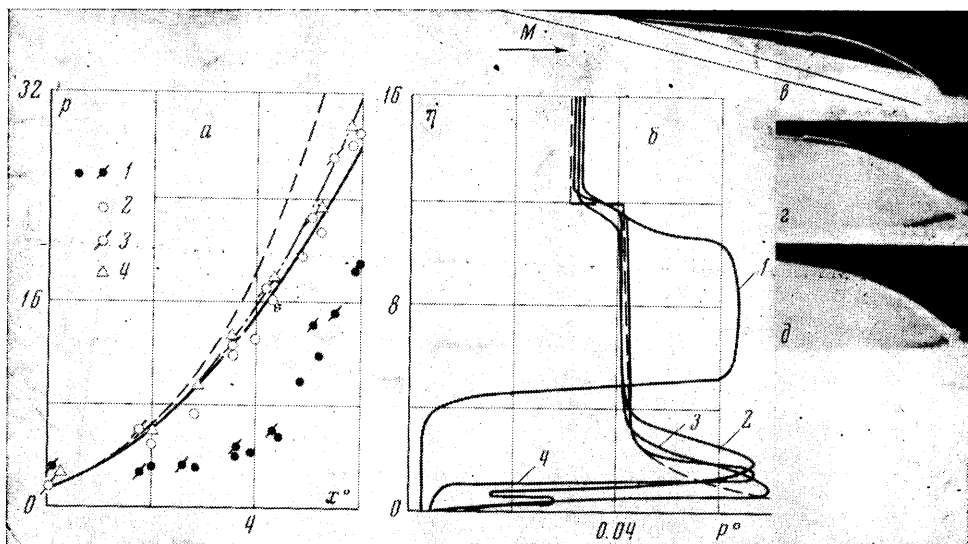
Воздействие на течение, которому соответствует фиг. 3, в, приводит к безотрывному обтеканию поверхности тела. На фиг. 3, г, д приведены фотографии для случаев, реализуемых соответственно при вдуве воздуха в зону отрыва ( $G = 0.15$ ) и охлаждении стенки ( $T^{\circ} = 0.16$ ). Как видно из фотографий, в указанных случаях на криволинейной поверхности реализуется безотрывное течение. На фиг. 3, г видна местная неоднородность течения, вызванная наличием струи вдуваемого воздуха. Распределение давления вдоль контура приведено на фиг. 3, а. Цифра 2 соответствует экспериментальным точкам при вдуве воздуха (модель А), цифра 3 — при охлаждении поверхности (модель Б). В окрестности щели давление на контуре модели А на 7—



Фиг. 2

10% ниже, чем давление, измеренное на модели *Б*. Это различие является следствием возмущений, вносимых струей вдуваемого газа.

Для сравнения на этой же фигуре приведены результаты расчета давления, полученные по приближенным методам для идеального газа. Сплошной кривой показано распределение давления, рассчитанное по модифицированной формуле Ньютона, штрих-пунктирной — по формуле Буземана, штриховкой — по методу простой волны [10]. Наилучшее совпадение с экспериментом при безотрывном обтекании гладкого криволинейного контура (модель *Б*) дает формула Буземана.



Фиг. 3

На фиг. 3, б показано поле полного давления при вдуве (кривая 2) и охлаждении стенки (кривая 3). Максимум полного давления на этих кривых соответствует границе пограничного слоя. На кривой 2 в пределах вязкого слоя отчетливо видны границы вдуваемой струи. Резкое падение  $p^0$  в области невязкого течения вызвано уменьшением чисел Маха в волнах сжатия. В области конического течения между скачком, присоединенным к вершине конуса, и ударной волной, возникающей при обтекании искривленной стенки, величина  $p^0$  почти постоянна.

Штриховой линией на фиг. 3, б показано изменение  $p^0$  для идеального газа, рассчитанное по соотношениям на простой волне. В расчете контур тела подправлялся на толщину вытеснения пограничного слоя. Как видно из сравнения, поля  $p^0$  в области невязкого течения, полученные при вдуве газа либо при охлаждении поверхности, качественно совпадают с расчетными. Таким образом, параметры течения и фотографии обтекания модели подтверждают эффективность способов предотвращения отрыва пограничного слоя при низких числах Рейнольдса при помощи тангенциального вдува или охлаждения поверхности.

Увеличение числа Рейнольдса до значения  $R = 2.5 \cdot 10^6$  также приводит к безотрывному обтеканию криволинейной поверхности. При этом коэффициент восстановления температуры  $\gamma$  в области сопряжения конической поверхности с криволинейной равнялся 0.88, что свидетельствует о переходном режиме течения в пограничном слое. Распределение давления вдоль поверхности при числе  $R = 2.5 \cdot 10^6$  показано на фиг. 3, а значками 4. Оно хорошо совпадает с распределением давления, полученным на моделях *A* и *B* при  $R = 0.5 \cdot 10^6$  в случае вдува или охлаждения. Дальнейшее увеличение числа Рейнольдса ( $R > 2.5 \cdot 10^6$ ) не вызывает заметного изменения в распределении давления вдоль поверхности тела.

Наряду со вдувом воздуха исследовался вдув более легкого газа — гелия. При этом сравнительная эффективность вдува различных газов определялась по степени приближения реализуемого течения к безотрывному. Сравнение результатов, полученных при вдуве воздуха и гелия, проводилось по распределению давления на криволинейной поверхности модели *A* при числе  $R = 0.5 \cdot 10^6$ . Эти результаты показаны на

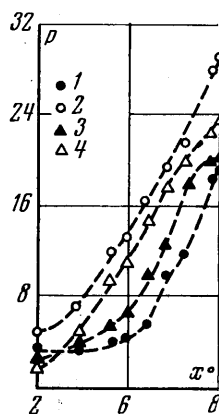
Фиг. 4. Экспериментальные точки, обозначенные значками 1 и 2, идентичны приведенным на фиг. 3, а. Они соответствуют режиму обтекания с развитой зоной отрыва (значки 1) и режиму безотрывного обтекания (значки 2), который имеет место при вдуве воздуха с расходом  $G = 0.15$ . Значки 3 и 4 соответствуют вдуву гелия. Значки 3 дают распределение давления, которое реализуется при вдуве струи гелия с импульсом на срезе щели, равным импульсу воздушной струи с  $G = 0.15$ . При этом для гелия  $G \approx 0.05$ . Распределение давления, данное значками 4, реализуется при вдуве гелия с расходом  $G = 0.15$ . Как следует из фигуры, воздействие струи гелия, имеющей тот же импульс, что и воздушная струя, менее эффективно. В то же время при равенстве расходов тангенциально вдуваемые струи гелия и воздуха имеют близкую эффективность. При этом, однако, вдув гелия вносит значительные возмущения в поток, связанные с большей степенью нерасчетности истечения струи гелия, чем воздуха. Этим объясняется различие в распределениях давления, обозначенных значками 2 и 4 (см. фиг. 4). Отметим, что в рассматриваемых случаях имеет место критическое истечение из щели.

Авторы благодарят А. Н. Крайко за полезные замечания, а также А. А. Шулепову и А. Н. Кутузову за помощь в работе.

Поступило 31 VII 1970

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Chapman D. R., Kuchn D. M., Larson H. K. Investigation of separated flow in supersonic and subsonic streams with emphasis on the effect of transition. NASA Rept, 1958, No. 1356.
2. Needham D., Stollery J. Boundary layer separation in hypersonic flow. AIAA paper, 1966, No. 66-455.
3. Бондарев Е. Н. Отрыв пограничного слоя на конических телах. Изв. АН СССР, МЖГ, 1969, № 4.
4. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М., «Наука», 1969.
5. Lachman G. V. Boundary layer and flow control, vol. 1. London Pergamon Press, 1961.
6. Lewis J. E., Kubota T., Lees L. Experimental investigation of supersonic laminar two-dimensional boundary-layer separation in a compression corner with and without cooling. AIAA Journal, 1968, vol. 6, No. 1.
7. Little H. R., Griffith B. J. Effect of mass transfer on ramp-induced separation for a flat plate at Mach 20. AIAA Journal, 1968, vol. 6, No. 6.
8. Ball K. O. W., Korkegi R. H., An investigation on the effect of suction on hypersonic laminar boundary-layer separation. AIAA Journal, 1968, vol. 6, No. 2.
9. Ball K. O. W. Further results on the effects of suction on boundary-layer separation. AIAA Journal, 1970, vol. 8, No. 2.
10. Черный Г. Г. Течение газа с большой сверхзвуковой скоростью. М., Физматгиз, 1959.



Фиг. 4