

Экспериментальные данные убедительно свидетельствуют об исчезновении пикового характера распределения давления и теплопередачи, когда угол стреловидности лежит за границей предельных углов. Если при  $\chi = 0$  и  $30^\circ$  и давление, и теплопередача имеют резкий максимум, то при  $\chi = 45^\circ$  они практически постоянны, т. е. не имеют экстремумов.

Таким образом, результаты эксперимента подтверждают правильность сделанных выводов об исчезновении системы скачков, генерирующей низкоэнтропийную струю, с ростом угла стреловидности цилиндра и, следовательно, — силового и теплового воздействия этой струи на цилиндр.

Поступило 14 XI 1966

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Тетерин М. П. Исследование течения газа в области падения скачка уплотнения на цилиндр, обтекаемый потоком сверхзвуковой скорости. Изв. АН СССР, МЖГ, 1967, № 2.
2. Нейланд В. Я., Таганов Г. И. О теплопередаче к телу вблизи передней срывной зоны при гиперзвуковой скорости потока. Инж. ж., 1961, № 3.
3. Schach W. Ingr. Arch. 1934, vol. 5, p. 245—265.
4. Driest E. The Problem of Aerodynamic Heating. Aeronaut. Engng. Rev., 1956, vol. 15, No. 10.
5. Базжин А. П. К расчету обтекания сверхзвуковым потоком газа плоской пластинки с неприсоединенным скачком уплотнения. Инж. ж. 1963, т. 3, № 2.
6. Veswith I. E. Similar Solutions for the Compressible Boundary Layer on a Jawed Cylinder with Transpiration Cooling. 1958, NACA TN 4345.
7. Белоцерковский О. М. Расчет обтекания кругового цилиндра с отошедшей ударной волной. Вычисл. матем., 1958, № 3.
8. Белоцерковский О. М. Расчет обтекания осесимметрических тел с отошедшей ударной волной на ЭВЦМ. ПММ, 1960, т. 24, вып. 3.
9. Вюст В. К теории вилкообразных скачков уплотнения. Сб. «Газовая динамика», Изд. иностр. лит., 1950.
10. Векен Ф. Предельные положения вилкообразных скачков уплотнения. Механика. Сб. перев. и обз. ин. период. лит., 1950, № 4.

### ОБТЕКАНИЕ СТРУЙНОГО ГАЗООБРАЗНОГО ПРЕПЯТСТВИЯ НА ПЛАСТИНЕ СВЕРХЗВУКОВЫМ ПОТОКОМ

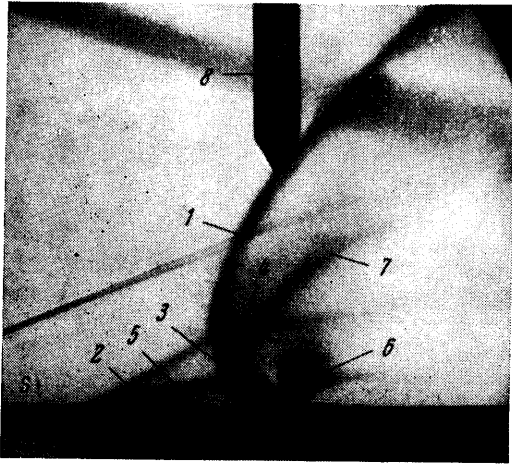
А. И. ГЛАГОЛЕВ, А. И. ЗУБКОВ, Ю. А. ПАНОВ

(Москва)

При истечении струи газа из отверстия на поверхности тела в сверхзвуковой поток около струи возникает сложное пространственное течение. В настоящее время опубликовано довольно много работ, посвященных этому вопросу. Наиболее подробно структура течения исследовалась в работах [1—3], в которых изучался вдув различных газов через отверстие в боковых стенках конических сопел с малыми углами раствора. Следует заметить, что в большинстве работ изучалось истечение в поток струй из отверстий малого диаметра (3—5 мм и менее). Вследствие этого масштаб явления был мал. Кроме того, в работах авторов, изучавших истечение вторичной струи в основное осесимметричное сопло, естественно, отсутствуют тепловские фотографии картины течения. Обе эти причины затрудняли изучение физической картины явления. Поэтому представляет интерес дальнейшее исследование обтекания вдуваемой струи сверхзвуковым потоком с целью более глубокого изучения качественных особенностей этого явления и выяснения газодинамической схемы взаимодействия вдуваемой струи с основным потоком в присутствии пограничного слоя.

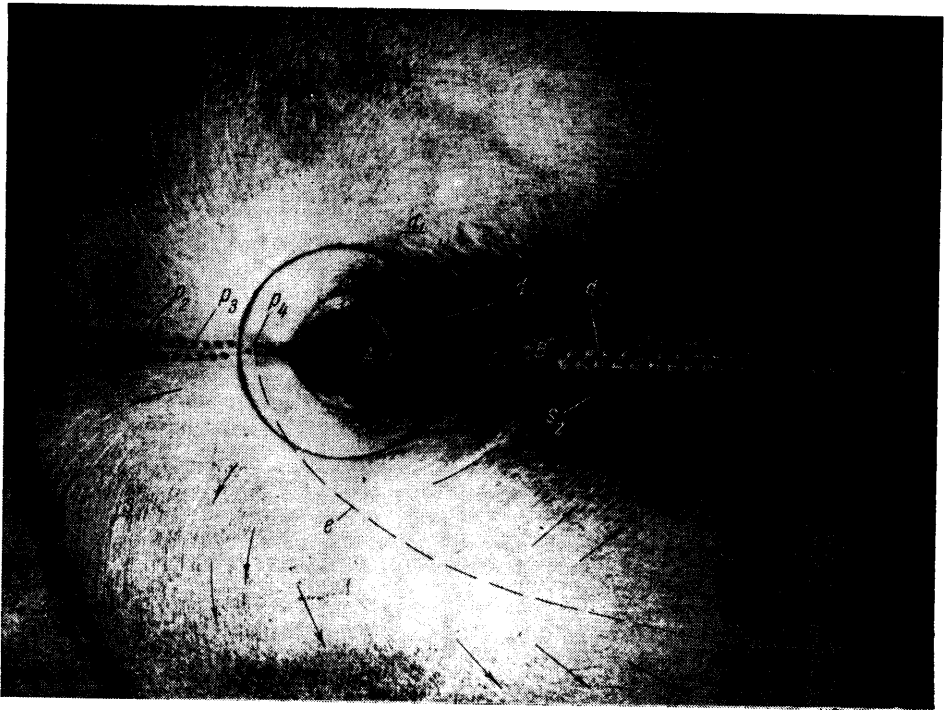
В данной работе исследовано обтекание сверхзвуковым потоком с числом Маха  $M_1 = 3$  струи воздуха, истекающей со скоростью звука по нормали к пластине из круглого отверстия. Диаметр отверстия  $d_1 = 14$  мм, а его центр расположен на расстоянии  $L_0 = 140$  мм от переднего заостренного края пластины, дренированной вдоль оси симметрии. Число Рейнольдса  $R = u_1 \rho_1 L_0 / \nu_1$  (где  $u_1$  и  $\nu_1$  — скорость и кинематическая вязкость в набегающем потоке) менялось в диапазоне  $R = (1.87 — 3.74) \cdot 10^7$ . Пограничный слой на пластине перед отверстием для вдува турбулент-

ный. Основным переменным параметром было отношение полного давления в струе  $P_{0j}$  к статическому в набегающем потоке  $P_1$ . Величина  $p_{0j} = P_{0j}/P_1$  изменялась в диапазоне  $1.1 \leq p_{0j} \leq 130$ . Картина течения фотографировалась через прибор Теплера. Измерения давления производились групповыми регистрирующими манометрами ГРМ-2. Обработка полученных данных проводилась на ЭВМ «Наири». Для визуализации течения перед началом эксперимента на пластину наносился визуализирующий состав, состоящий из смеси различных сортов сажи, масел и красителей. После эксперимента поверхность пластины фотографировалась. Фотоленки расшифровывались на инструментальном микроскопе.



Фиг. 1

Переходя к изложению и обсуждению результатов исследования, отметим сразу, что обтекание сверхзвуковым потоком струйного газообразного препятствия имеет много общего с обтеканием цилиндрического препятствия, результаты исследования которого приведены в работе [4]. На фиг. 1 представлена теплеровская фотография обтекания струи, соответствующая величине  $p_{0j} = 128$ . Перед струей, так же как и перед цилиндром [4], образуется основной скачок уплотнения 1 и косой пространственный скачок 2, вызывающий отрыв пограничного слоя. Буквой  $s$  обозначена точка отрыва на линии симметрии, 3 — скачок уплотнения, близкий к прямому. Скачки уплотнения 1, 2 и 3 пересекаются, образуя пространственную  $\lambda$ -образную систему. На фотографии видна также линия тангенциального разрыва 4. Темная линия 5 представ-



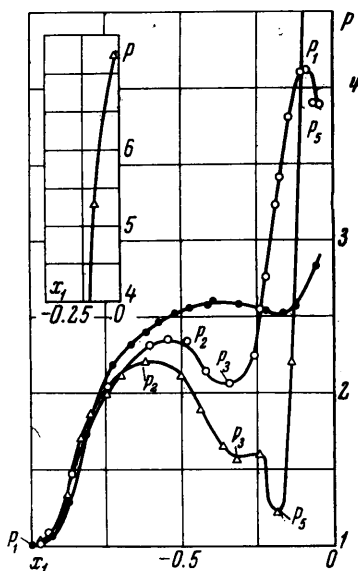
Фиг. 2

ляет собой верхнюю границу зоны обратного отрывного течения,  $6$  — струя, истекающая в поток со звуковой скоростью. Затем струя расширяется и скорость газа в ней становится сверхзвуковой. На некотором удалении от поверхности пластины в струе образуется искривленный центральный скачок уплотнения  $7$ , скорость газа за которым, по-видимому, становится дозвуковой. Четкая черная стрелка  $8$  в верхней части фотографии указывает положение оси отверстия для вдува.

Распределение визуализирующего состава на поверхности пластины, показанное на фиг. 2 для величины  $p_{0j} = 113$ , дает представление о характере течения вблизи струи. Темная, выпуклая навстречу набегающему потоку, линия  $z$  представляет собой линию стекания визуализирующего состава и соответствует линии отрыва пограничного слоя перед струей, вызванного скачком уплотнения  $2$  (фиг. 1), темный круг  $d_1$  — отверстие для вдува,  $d_2$  — контур вставки подводящей системы, поверхность которой образует единую плоскость с поверхностью пластины,  $d_3$  — дренажные отверстия,  $s_2$  — линия стекания, соответствующая, вероятно, хвостовым скачкам уплотнения,  $e$  — линия растекания, стрелками без цифр показаны направления течения, буквами  $p_i$  — положение характерных давлений.

Кривая распределения давления перед струей вдоль линии симметрии приведена на фиг. 3 (светлые точки,  $p_{0j} \approx 40$ ). При обработке результатов была принята ортогональная система координат  $OXYZ$ . Начало координат  $O$  системы выбрано в центре отверстия для вдува. Ось  $X$  совпадает с осью симметрии, а ее направление — с вектором скорости набегающего потока. Ось  $Y$  направлена перпендикулярно к ней в плоскости пластины. Ось  $z$  совпадает с осью отверстия для вдува.

На фиг. 3 по оси абсцисс отложена величина  $x_1 = (X - 1/2 d_2) / L_1$ , где  $L_1$  — расстояние от передней точки препятствия до начала повышения давления. По оси ординат отложена величина  $p = P / P_1$ . Там же для сравнения показано распределение давления, соответствующее случаю обтекания сверхзвуковым потоком с теми же числами  $M_1$  и  $R$  плоской ступеньки высотой  $h = 7$  мм (темные точки) и цилиндра с условно бесконечной высотой и диаметром  $d = 14$  мм (светлые треугольники).



Фиг. 3

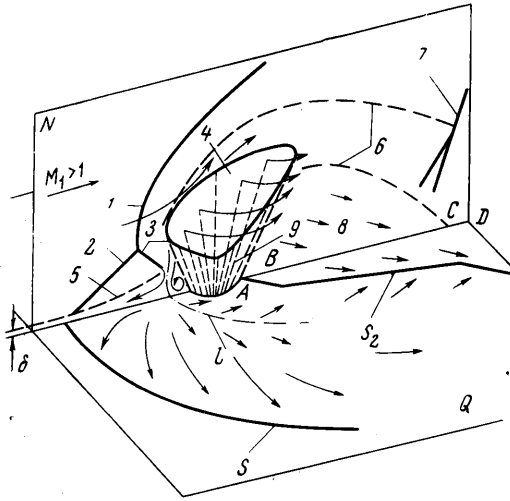
Распределение давления перед струей отличается от плоского случая и от случая обтекания цилиндра. Кривая как бы является «промежуточной» между этими двумя «предельными» случаями. Перед струей не наблюдается столь больших градиентов давления, как перед цилиндром. Однако и здесь можно выделить области с различными градиентами давлений, которым на фотографии распределения визуализирующего состава соответствуют зоны с различной структурой и степенью окраски.

Перед струей, как и перед цилиндром, в тех местах, где давления и градиенты давления больше, визуализирующий состав больше уносится потоком. Однако перед цилиндром, в соответствии с распределением давления, разделение распределения визуализирующего состава на характерные зоны носит несколько другой и более четко выраженный характер [4].

Рассмотрим особенности пространственного течения перед струей. Вопрос об отрыве двухмерного и трехмерного пограничного слоя и образовании  $\lambda$ -образной системы скачков уплотнения перед препятствием в сверхзвуковом потоке рассмотрен в работах [4–9]. Особенности пространственных отрывных течений исследованы на примере обтекания кругового цилиндра, укрепленного на пластине, в работах [4, 7, 8, 9]. Они состоят в следующем. Струйки газа, прошедшие различные участки системы скачков уплотнения, имеют перед препятствием различные давления. Давление в струйках газа, прошедших системы косоугольного и прямого скачков уплотнения  $2-3$  (фиг. 1), выше, чем в струйках газа, прошедших основной скачок уплотнения  $1$ . Газ из области повышенного давления растекается по всем направлениям, но большая его часть поворачивает вниз к пластине и проникает в зону обратного отрывного течения. Достигнув поверхности пластины, газ растекается от линии  $e$  (фиг. 2) в противоположных направлениях. Одна его часть движется навстречу основному потоку, другая поворачивает к препятствию. Вследствие этого перед препятствием в зоне отрывного течения возникают два пространственных вихря с противоположным направлением вращения.

В случае обтекания струйного препятствия часть газа с высоким полным давлением, идущая вниз к пластине, вследствие турбулентного смешения на границе

вдуваемой струи, увлекается струей и уносится вверх от пластины. Это и является одной из основных причин различия в распределении давления и визуализирующего состава при обтекании твердых и газообразных струйных препятствий. Заметим также, что минимальное давление  $p_3$  перед струей по величине значительно больше минимального давления  $p_5$  перед цилиндром примерно того же диаметра, что и струя (фиг. 3).

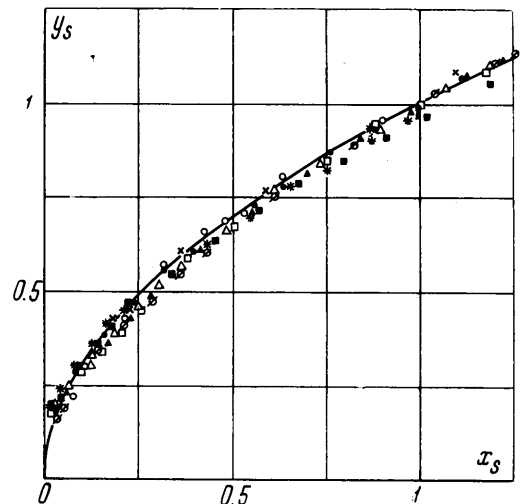


Фиг. 4

образуются сложная пространственная  $\lambda$ -образная система скачков уплотнения и пространственная область отрывного течения, в которой наблюдаются два подковообразных, неоднородных по своей структуре вихря с противоположными направлениями вращения. Концы вихрей простираются по обе стороны вдуваемой струи вниз по потоку. Попадая в области более низкого давления, сечение вихрей увеличивается. На некотором расстоянии от струи вихри вырождаются и сносятся потоком. За струей вследствие эжекции не наблюдается застойной зоны, имеющей место за твердым препятствием [4]. Линия стекания  $s_2$  имеет два четко выраженных характерных излома. По-видимому, в области второго излома происходит прилипание струи к поверхности пластины. Между струей и областью прилипания, вероятно, существует своего рода каверна, в которой также наблюдаются два вихря с противоположным направлением вращения (фиг. 2). В области примыкания струи имеется слабый хвостовой скачок уплотнения.

Рассмотрим некоторые количественные зависимости параметров потока в зоне отрывного течения перед струей. Поскольку число  $M_1 = \text{const}$ , а число  $R$  перед точкой отрыва менялось мало, то единственным переменным параметром было отношение давлений  $p_{0j} = P_{0j}/P_1$ . На фиг. 5 представлена форма линии отрыва пограничного слоя в координатах  $x_s = (X - 1/2d_1 - L_s)/L_s$ ,  $y_s = Y/L_d$ , где  $L_s$  — длина зоны отрыва,  $L_s$  и  $L_d$  — расстояния вдоль осей  $X$  и  $Y$  от передней кромки отверстия для ддува до линии отрыва. В этой системе координат в диапазоне  $1.2 \leq p_{0j} \leq 130$  форма линии отрыва не зависит от величины  $p_{0j}$  и может быть аппроксимирована уравнением

$$(x_s - 12)^2 / 12^2 + y_s^2 / (2.4)^2 = 1$$



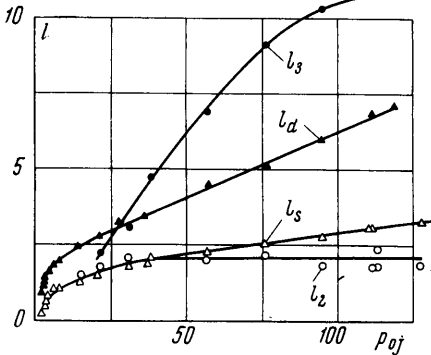
Фиг. 5

На фиг. 6 даны зависимости характерных размеров явления

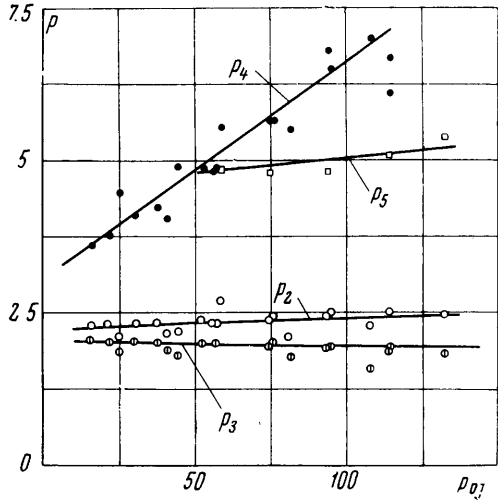
$$l_s = L_s / d_1, l_d = L_d / d_1, l_2 = L_2 / d_1 \text{ и } l_3 = L_3 / d_1$$

от величины  $p_{0j}$ , где  $l_2$  и  $l_3$  — расстояние по оси симметрии от задней кромки отверстия для вдува (точка А) соответственно до первого и второго изломов на линии стекания  $s$  (фиг. 2, точки В и С). С ростом величины  $p_{0j}$  длина зоны отрыва  $l_d$ , «раскрытие» линии отрыва  $l_s$  и расстояние до второго излома  $l_3$  увеличиваются. Расстояние до первого излома  $l_2$  в широком диапазоне изменения  $p_{0j}$  остается постоянным и равным  $l_2 = 2.1$ . Зависимость  $l_s = f(p_{0j})$  в исследованном интервале изменения  $p_{0j}$  может быть аппроксимирована выражением

$$l_s = 0.46(p_{0j})^{0.4}$$



Фиг. 6



Фиг. 7

Величина  $l_d$  при малых значениях  $p_{0j} \leq 10$  с увеличением  $p_{0j}$  резко возрастает, а затем изменяется линейно по закону

$$l_d = 0.046p_{0j} + 1.75$$

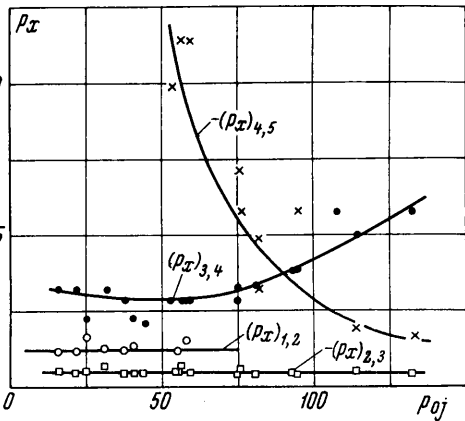
Интересно отметить, что на участках АВ и CD углы наклона  $\vartheta_1$  и  $\vartheta_3$  линии стекания  $s_2$  к оси  $x$  с увеличением  $p_{0j}$  также изменяются по линейным законам

$$\vartheta_1 = 0.78(p_{0j} - 20)^{2/3} + 16$$

$$\vartheta_3 = 0.088p_{0j} + 10$$

а угол  $\vartheta_2$  на участке ВС остается постоянным и близким к нулю.

Зависимость характерных величин давления вблизи струи вдоль линии симметрии от давления  $p_{0j}$  показана на фиг. 7. Прежде всего отметим, что критический перепад давления  $p_2 = P_2 / P_1$  в скачке уплотнения, вызывающем отрыв пограничного слоя перед струей, слабо зависит от изменения  $p_{0j}$ . В исследованном диапазоне изменения  $p_{0j}$  он несколько меньше критического перепада в косом скачке уплотнения, вызывающем отрыв перед плоским уступом, который не зависит от высоты уступа и для  $M_1 = 3$  равен  $p_2 = 2.6$ . Измеренные по тепловым фотографиям углы наклона скачка и верхней границы зоны отрывного течения при  $p_{0j} \geq 30$  постоянны и равны соответственно  $\beta_2 = 30^\circ$  и  $\beta_5 = 14^\circ$ . В плоском случае эти величины равны  $\beta_2 = 29^\circ$ ,  $\beta_5 = 15.2^\circ$ .



Фиг. 8

Зависимости характерных давлений  $p_3$ ,  $p_4$  и  $p_5$  приведены на той же фиг. 7. С возрастанием  $p_{0j}$  величина  $p_3$  несколько уменьшается, а  $p_5$  — несколько увеличивается. Величина  $p_4$  возрастает более интенсивно. Давления непосредственно за струей и на участке ВС не зависят от  $p_{0j}$  и равны соответственно 0.07 и 0.28.

Максимальные градиенты давления  $p_x = dp/dx_0$ , где  $x_0 = X/L_0$ , измерялись по углу наклона касательной к кривой распределения давления на соответствующем ее участке. Зависимость  $p_x$  от величины  $p_{0j}$  представлена на фиг. 8. На участке возрастания давления от  $p_1$  до  $p_2$  (фиг. 3), т. е. в окрестности точки отрыва, градиент давления  $(p_x)_{1,2} = 6$ , градиент на втором участке от  $p_2$  до  $p_3$  также постоянен и равен  $(p_x)_{2,3} = -2.5$ . Величина градиента на следующем характерном участке от  $p_3$  до  $p_4$  в интервале  $15 \leq p_{0j} \leq 75$  остается почти постоянной и равной примерно 15, а затем начинает возрастать. Наиболее сильные градиенты давления наблюдаются непосредственно перед вдуваемой струей. Здесь при  $p_{0j} = 50$  величина  $(p_x)_{4,5}$  достигает значения  $-50$ . Однако с увеличением  $p_{0j}$  величина градиента резко уменьшается и при  $p_{0j} = 125$  достигает значения, равного  $-8$ .

Результаты изучения структуры пространственного отрывного течения около струйного препятствия на пластине, предложенная газодинамическая схема и полученные количественные данные могут быть использованы при дальнейшем изучении этого явления.

Работа выполнена в Институте механики МГУ.

Поступило 25 X 1966

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Hsia H. T.-S., Seifert H. S., Karamcheti K. Shocks induced by secondary fluid injection. J. spacecraft, 1965, vol. 2, No. 1.
2. Zukoski, E. E., Spaid F. W. Secondary injection of gases into a supersonic flow. AIAA Journal 1964, vol. 1, No. 2.
3. Charwat A. F., Allegry I. Interaction of a supersonic stream and a transverse supersonic jet. AIAA Journal 1965, vol. 2, No. 11.
4. Войтенко Д. М., Зубков А. И., Панов Ю. А. Обтекание цилиндрического препятствия на пластине сверхзвуковым потоком газа. Изв. АН СССР, МЖГ, 1966, № 1.
5. Бам-Зеликович Г. М. Отрыв пограничного слоя. Изв. АН СССР, ОТН, 1954, № 12.
6. Авдуевский В. С., Медведев К. И. Отрыв трехмерного пограничного слоя. Изв. АН СССР, МЖГ, 1966, № 2.
7. Войтенко Д. М., Зубков А. И., Панов Ю. А. О существовании сверхзвуковых зон в пространственных отрывных течениях. Изв. АН СССР, МЖГ, 1967, № 1.
8. Авдуевский В. С., Медведев К. И. Физические особенности течения в области отрыва при трехмерном взаимодействии пограничного слоя с ударной волной. Изв. АН СССР, МЖГ, 1967, № 1.
9. Тетерин М. П. Исследование течения газа в области падения скачка уплотнения на цилиндр, обтекаемый потоком сверхзвуковой скорости. Изв. АН СССР, МЖГ, 1967, № 2.

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОБТЕКАНИЯ ПЛОСКИХ ТРЕУГОЛЬНЫХ КРЫЛЬЕВ ПРИ ЧИСЛЕ $M=5$ В ДИАПАЗОНЕ УГЛОВ АТАКИ ОТ 0 ДО 70°

В. А. БАШКИН

(Москва)

Приведены результаты экспериментального исследования обтекания плоских треугольных крыльев с острыми и затупленными передними кромками и углами стреловидности  $\chi = 60, 70, 80^\circ$  при числе  $M$  набегающего потока, равном 5, в диапазоне углов атаки от 0 до 70°. Сравнение экспериментальных данных с результатами расчетов показало их хорошее соответствие между собой. Полученные при помощи специальных красок спектры предельных линий тока на поверхности тела указывают, что на данных режимах реализуется расчетная схема течения.

Решение многих нелинейных задач аэродинамики было получено методом интегральных соотношений, предложенным А. А. Дородницким [1]. В частности, этот метод был использован для расчета параметров невязкого потока вокруг затупленных плоских и осесимметричных тел, обтекаемых сверхзвуковым потоком газа при