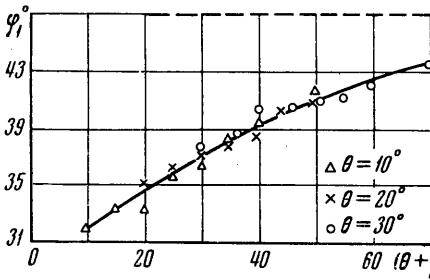
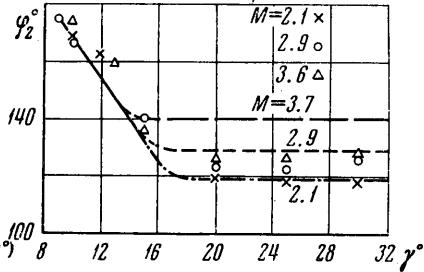


$\psi = \arctg d\delta / dn$, равен приблизительно 12° и практически совпадает со значением при плоском отрыве турбулентного пограничного слоя.

4. При обтекании полуконусов, повернутых на некоторый угол относительно вектора скорости невозмущенного потока, на наветренной стороне полуконуса образуется линия растекания, характеризующая верхнюю границу зоны отрыва. На фиг. 4 приведена зависимость положения линии растекания при $M = 2.9$ от параметра $(\theta + \gamma)$. Для одинаковых значений $(\theta + \gamma)$ положение линии растекания (значение φ_1) совпадает для полуконусов с различными углами при вершине. Экс-



Фиг. 4



Фиг. 5

периментальная кривая на фиг. 4 стремится к тому положению, которое занимает линия растекания в плоском случае (штриховая линия 1), например, при обтекании сферы с иглой.

На подветренной стороне полуконусов, установленных под углом $\gamma > \theta$ к направлению потока, образуется линия отрыва. Так же как и на конусах в потоке под углом атаки, линия отрыва расположена вдоль образующей и с увеличением угла γ сдвигается на меньший угол φ (вверх по полуконусу) (фиг. 5). При некотором угле поворота достигается предельное положение линии отрыва, так что с дальнейшим увеличением угла γ угол φ не меняется. На фиг. 5 пунктирными линиями нанесено полученное в работе [1] положение линии отрыва на конусе с углом $\theta = 10^\circ$. Сравнение этих данных показывает, что на полуконусах линия отрыва располагается выше, т. е. отрыв начинается при меньших углах φ . Такое различие можно объяснить влиянием сил вязкости в зоне отрыва.

Поступило 27 X 1969

ЛИТЕРАТУРА

1. Авдеевский В. С., Медведев К. И. Исследование отрыва ламинарного пограничного слоя на конусе под углом атаки. Изв. АН СССР, МЖГ, 1966, № 3.

ПОДОБИЕ СВЕРХЗВУКОВЫХ СРЫВНЫХ ЗОН

М. Г. МОРОЗОВ

(Москва)

Рассмотрены результаты исследования обтекания прямоугольных углублений на плоских и осесимметричных поверхностях, омываемых сверхзвуковым потоком воздуха. Исследовалось распределение статического давления и адиабатической температуры по контуру вырезов как с равновысокими кромками, так и с кромками, расположенными на разной высоте. Приведены результаты измерений лобового сопротивления конусно-цилиндрического тела с кольцевым вырезом при изменении длины выреза и высоты задней кромки.

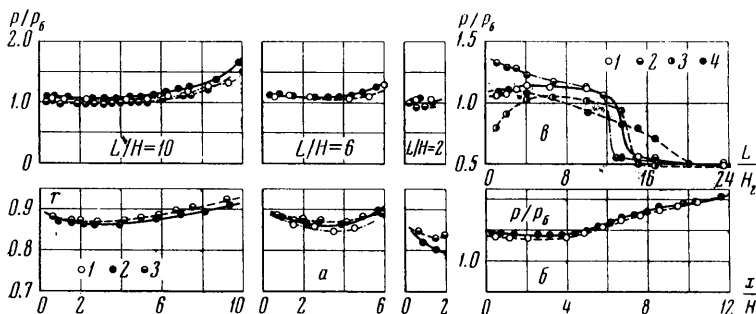
При набегании сверхзвукового потока на поверхность с прямоугольным поперечным углублением могут осуществляться два типа обтекания [1, 2]. Для углублений небольшой длины осуществляется обтекание первого типа, при котором срывная зона занимает все углубление. Если длина углубления превышает некоторый критический размер, происходит перестройка течения и наблюдается обтекание второго типа. В этом случае поток образует две срывные зоны у обеих кромок углубления с участком присоединенного течения посередине.

Ниже показано, что геометрически подобные углубления с равновысокими кромками при обтекании первого типа имеют по дну подобные распределения статического давления и адиабатической температуры.

Приводятся аналогичные данные для углублений с кромками разной высоты. Измеренное распределение давления и предварительные данные по сопротивлению осесимметричного тела с кольцевым вырезом, полученные в работе [2], послужили основой для более широкого исследования лобового сопротивления конусно-цилиндрических тел с вырезами на боковой поверхности. Здесь показана широкая область длин углублений, в пределах которой небольшие изменения высоты задней кромки приводят к существенным изменениям силы лобового сопротивления.

Возможная нестационарность потока в работе не учитывалась.

1. Распределение статического давления и адиабатической температуры исследовалось на плоской модели в потоке с числом $M = 1.7$. В точке отрыва на передней кромке пограничный слой был ламинарным. Его толщина была в несколько раз меньше вертикального размера углубления.



Фиг. 1

Сравнение полученных распределений давлений и температур по дну прямоугольных углублений с кромками, расположенными на одном уровне, при обтекании первого типа показывает, что геометрически подобные углубления имеют одинаковые распределения температуры и давления. В этих распределениях отношение длины углубления к его глубине L/H будет определяющим параметром. Подобие картин обтекания подтверждалось и шпирен-фотографиями.

На фиг. 1, а приведены некоторые результаты измерений при $M = 1.69$. По осям ординат отложены измеренные статические давления p , отнесенные к статическому давлению в свободном потоке p_0 , и величины температурных коэффициентов восстановления τ , а по осям абсцисс — расстояние x в направлении потока, отсчитываемое от передней кромки, отнесенное к H . Крайние значения абсцисс соответствуют полным длинам вырезов L/H . Приведены данные для трех вертикальных размеров углублений: точки 1, 2, 3 соответствуют значениям $H/\delta = 6, 10, 14$, где δ — толщина пограничного слоя перед отрывом на передней кромке выреза. Можно видеть, что экспериментальные кривые имеют удивительное совпадение. Соответствие экспериментальных кривых особенно отчетливо проявляется в распределении давлений для углублений с $L/H = 12$, показанных на фиг. 1, б. Здесь достаточно четко фиксируется изгиб кривых на расстоянии $x/H \approx 4$ от передней кромки и согласованное искривление вверх обеих кривых, намекающее на участке $6 < x/H < 8$.

Отметим, что во всем диапазоне значений длин углублений L вплоть до критического значения L_* , при котором происходит смена типов обтекания, изменение распределений давления и температуры по дну плавное и непрерывное.

Из сравнения кривых давления с температурными кривыми видно, что между ними имеется много общего. Различие намечается только при небольших длинах, когда средний уровень температуры начинает снижаться. При $L > L_*$ у кромок образуются отдельные срывные зоны, которые при дальнейшем увеличении длины углубления практически не зависят одна от другой. Здесь подобие нарушается, отношение L/H перестает играть роль определяющего параметра и рассмотрение течения требует отдельного подхода к срывным зонам и к области присоединенного течения.

Из данных работы [2] следует также, что при образовании двух отдельных срывных зон форма распределения температуры в углублении существенно отлична от распределения давления. В частности, если в передней срывной зоне давление резко понижено, то температура стенки в ней, наоборот, резко повышена.

Из исследований по проблеме донного вакуума известно, что донное давление зависит от состояния пограничного слоя перед отрывом. Известно также, что величина донного давления в случае искусственной турбулизации пограничного слоя отличается от его величины, если пограничный слой турбулизируется естественным путем. По аналогии можно ожидать влияния состояния пограничного слоя и на обте-

кание углубления. Для получения качественного ответа на вопрос о влиянии состояния пограничного слоя на обтекание углублений были проведены измерения с искусственной турбулизацией пограничного слоя. На фиг. 1, *в* приведены кривые изменения давления на передней кромке углубления с изменением L для углубления с равновысокими кромками без турбулизатора 1 и с турбулизатором 4. В основном кривые имеют схожий характер. Однако если линия, соединяющая точки 1 в области L_* , носит скорее условный характер, поскольку без турбулизатора критический переход резок и определен довольно точно, то при наличии турбулизатора граница между двумя типами обтекания менее четкая. Это подтверждалось и шпирен-фотографиями.

2. Помимо углублений с кромками, расположенными на одном уровне, был исследован и ряд случаев, когда задняя кромка была выше или ниже передней. Здесь также измерялись распределения статического давления и адиабатической температуры. Результаты некоторых из этих измерений, проведенных также на плоской модели при $M = 1.7$, показаны на фиг. 1, *в* и 2. Распределения давления и температуры для $L/H_1 = 4$ и 14 показаны на фиг. 2. Эти данные получены при постоянной высоте передней кромки $H_1/\delta = 10$ для трех высот задней кромки: соответствующим точкам 1, 2, 3 значениям $H_2/\delta = 6, 10, 14$.

Как и на фиг. 1, *а*, по горизонтальной оси здесь отложено расстояние от передней кромки срывной зоны, а по вертикальным осям — величины относительного статического давления на стенке и равновесной температуры, представленной в виде коэффициента восстановления τ . На фиг. 1, *в*, как уже упоминалось, показаны результаты измерения статического давления у передней кромки при переменном значении L для различных отношений H_1/H_2 . Здесь при постоянном значении $H_2/\delta = 6$ нанесены данные для $H_1/\delta = 6.0, 4.8$ и 7.0 (соответственно точки 1, 2, 3) и для $H_1 = H_2$ (с турбулизатором) — точки 4. Можно видеть, что при небольших значениях L уровень давления существенно зависит от высоты задней кромки, хотя в характере распределения различие и не заметно. При увеличении L различие в уровне давления сравнительно быстро уменьшается и проявляет затем себя только при приближении к L . Это можно видеть как по кривым для $L/H_1 = 14$ на фиг. 2, так и по кривым 2 и 3 на фиг. 1, *в*.

Несколько иной характер имеет распределение адиабатической температуры. Для небольших длин при совпадении распределений для $H_1 = H_2$ и $H_1 > H_2$ общий уровень температуры при $H_1 < H_2$ заметно повышается. Однако, как и для распределения давления, при увеличении L это расхождение сглаживается, что можно видеть по данным для $L/H_1 = 14$. Таким образом, рассматривая явление для равновысоких кромок в целом, можно сказать, что здесь распределения давления и температуры определяются уже не только длиной углубления L/H_1 , но и отношением высот кромок H_2/H_1 .

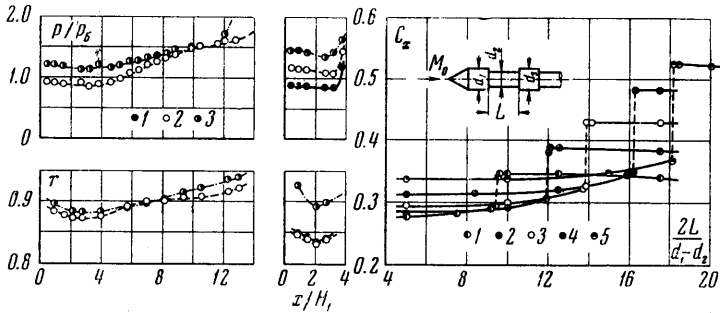
3. Рассмотрение кривых распределения давления в углублении и предварительные измерения сопротивления осесимметричной модели с кольцевым углублением [3] показали, что переход от обтекания одного типа к обтеканию другого типа сопровождается скачком сопротивления. Полученные кривые распределения давления позволяют объяснить причину изменения сопротивления при критическом переходе.

При обтекании второго типа распределение давления в передней (по потоку) застойной зоне имеет характер, типичный для донной области. Далее, вниз по потоку, в области присоединенного течения давление приблизительно равно статическому давлению в набегающем потоке. При приближении к задней кромке давление начинает расти, и в районе задней застойной зоны оно превышает статическое давление в несколько раз. Повышенное сопротивление и является следствием описанного распределения давления. При уменьшении L повышение давления, вызываемое набеганием потока на заднюю стенку, начинает влиять на область передней застойной зоны. При $L = L_*$ происходит переход к обтеканию первого типа со скачкообразным возрастанием давления у передней кромки и резким падением давления у задней кромки. Это вызывает резкое уменьшение лобового сопротивления. Небольшой вклад вносит и изменение на обратное направление трения на дне углубления вследствие возникновения в нем общего циркуляционного течения.

Опыты с плоскими и осесимметричными моделями показали, что при изменении высоты задней кромки меняется и величина L_* . При этом в районе L_* увеличение высоты задней кромки может приводить к уменьшению сопротивления и наоборот. На фиг. 3 приведены результаты измерений сопротивления конусно-цилиндрической модели в потоке при $M = 4$, показывающие область изменений L_* при небольших изменениях высоты задней кромки и величину скачков силы лобового сопротивления.

По оси абсцисс отложено отношение длины углубления к высоте передней кромки, а по оси ординат — коэффициент лобового сопротивления C_x . В эксперименте ставилась задача только качественного исследования явления, поэтому на графиках представлено суммарное сопротивление всей модели без выделения в чистом виде сопротивления возникающего собственно от углубления.

На фиг. 3 точки 1, 2, 3, 4, 5 соответствуют значениям отношения $d_3/d_1 = 0.87, 0.93, 1.00, 1.07, 1.13$, где d_3 — диаметр заднего тела, d_1 — диаметр головной части. Величина C_x рассчитывалась по диаметру головной части модели. Можно видеть, что все графики повторяют характер графика, полученного для модели с кромками, расположенными на одном уровне. Вследствие резкого изменения лобового сопротивления при критическом переходе вертикальные участки графиков носят здесь условный характер. Приведенные данные показывают, что сравнительно небольшие



Фиг. 2

Фиг. 3

изменения диаметра задней части модели d_3 существенно меняют критическую длину углубления и, соответственно, лобовое сопротивление. Так, например, можно видеть, что для интервала длин углублений $10 < 2L/(d_1 - d_2) < 14$ сопротивление модели с максимальным диаметром d_3 было меньше сопротивления модели с минимальным диаметром задней части модели.

Как более подробно разбиралось в работах [3, 4], переход к обтеканию первого типа происходит, когда вершины двух срывных зон начинают взаимодействовать друг с другом, т. е. когда

$$L_* = L_1 + L_2$$

где L_1 и L_2 — длины передней и задней срывных зон соответственно.

Когда кромки углубления имеют разную высоту, это равенство можно записать так:

$$\frac{L_*}{H_1} = \frac{L_1}{H_1} + \frac{L_2}{H_2} \left(\frac{H_2}{H_1} \right)$$

Если передняя срывная зона остается неизменной и если при изменении высоты задней кромки сохраняется геометрия задней срывной зоны, то при изменении отношения H_2/H_1 будем иметь уравнение прямой.

Построенные по экспериментальным данным графики $L_*/H_1 = f(H_2/H_1)$ действительно оказались прямыми (Фиг. 4, где точки 1, 2, 3 получены соответственно для чисел M свободного потока, равного 2, 3 и 4). Это свидетельствует о геометрическом подобии в условиях эксперимента задних срывных зон.

Для сравнения там же штриховой линией нанесен график, взятый из работы [4]. Различие в наклоне обусловлено, по-видимому, как различием в состоянии пограничного слоя, так и различными возмущениями в рабочей части аэродинамических труб.

Фиг. 4

Поступило 22 X 1969

ЛИТЕРАТУРА

1. J o h a n n e s e n N. H. Experiments on supersonic flow past bodies of revolution with annular gaps of rectangular sections. Philos. Mag., Ser. 6-th, 1955, vol. 46, No. 372, pp. 31—39.
2. М о р о з о в М. Г. Взаимодействие сверхзвукового потока с прямоугольным углублением на плоской пластине. Ж. техн. физ., 1958, т. 28, вып. 1.
3. М о р о з о в М. Г., Б а р ы ш е в Ю. В. Сверхзвуковое обтекание тел вращения с кольцевыми углублениями. Вестн. МГУ, Сер. 1, Матем., механ., 1966, № 6.
4. C h a r w a t A. F., R o o s J. N., D e w e y F. C., H i t z J. A. An investigation of separated flows, pt 1: The pressure field. J. Aero Space. Sci., 1961, vol. 28, No. 6, pp. 457—470.