

## К РАСЧЕТУ ОТРЫВНОГО ТЕЧЕНИЯ МЕЖДУ ДВУМЯ ТЕЛАМИ

Ю. Л. КАРПОВ, Ю. П. СЕМЕНКЕВИЧ, А. Я. ЧЕРКЕЗ

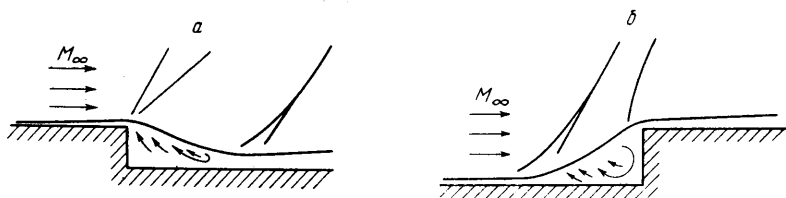
(Москва)

Рассмотрены некоторые особенности обтекания сверхзвуковым газовым потоком двух близко расположенных соосных тел или выреза в боковой поверхности тела, изложены принципы расчета течения в области отрыва, результаты расчета сопоставлены с опытными данными.

Исследование сверхзвуковых течений с образованием отрывных областей имеет большое прикладное значение. Так, отрывное течение за уступом (фиг. 1, а) прямо связано с задачами определения давлений и тепловых потоков в донной области летательных аппаратов и с некоторыми вопросами сверхзвуковых течений в каналах и соплах. Отрыв второго типа (фиг. 1, б) возникает перед различными выступающими над боковой поверхностью элементами летательного аппарата, при движении затупленного тела с обращенной навстречу потоку иглой, а также в некоторых других случаях обтекания затупленных тел сверхзвуковым потоком с большой неравномерностью поля скоростей в поперечном сечении.

Исследованию сверхзвуковых течений с передними и задними зонами отрыва посвящено большое количество теоретических и экспериментальных работ, из которых следует, что два основных процесса являются определяющими в рассматриваемом явлении:

а) взаимодействие скачка или скачков уплотнения с пограничным слоем в точке отрыва и точке присоединения;



Фиг. 1

б) смещение внешнего невязкого потока с газом, циркулирующим в отрывной области.

При теоретическом анализе таких течений (см., например, [2-3]) используются методы и результаты теории свободного пограничного слоя. В предлагаемой работе аналогичные методы применены к анализу третьего, значительно менее изученного типа отрывных течений, возникающего при обтекании сверхзвуковым потоком выреза (углубления) в боковой поверхности тела или двух близко расположенных тел (фиг. 2); эта задача имеет важные практические приложения.

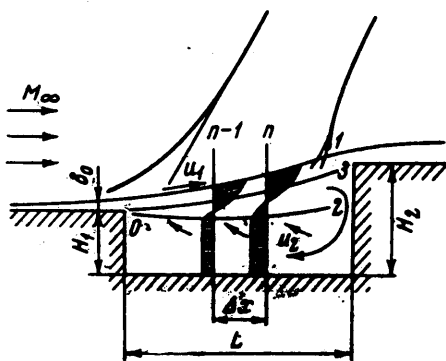


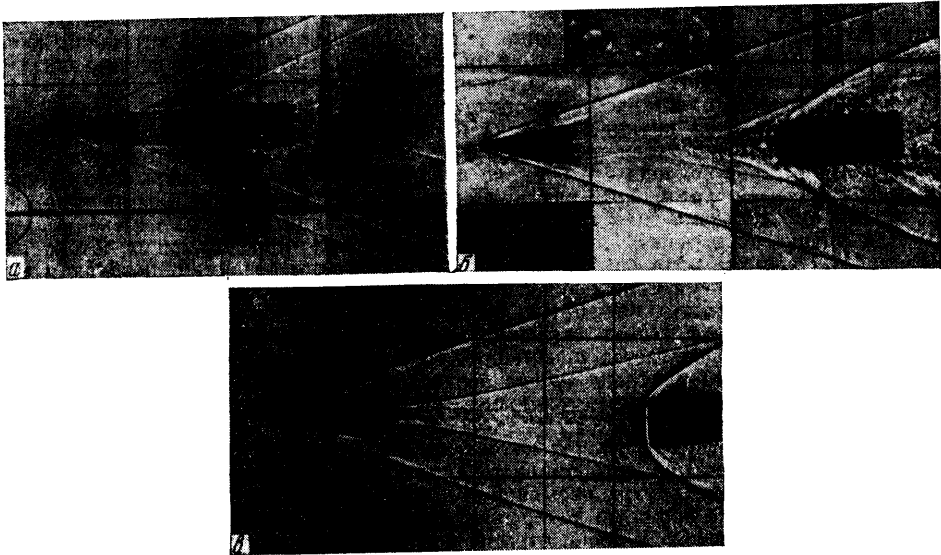
Рис. 2

Из экспериментов известно, что когда два близких по поперечным размерам тела, одно из которых находится в следе другого, обтекаются сверхзвуковым потоком, то только при значительном расстоянии между ними — более 3-4 калибров — обтекание происходит качественно так же, как для изолированных тел, т. е. с образованием донного течения за первым телом и головной волны перед вторым.

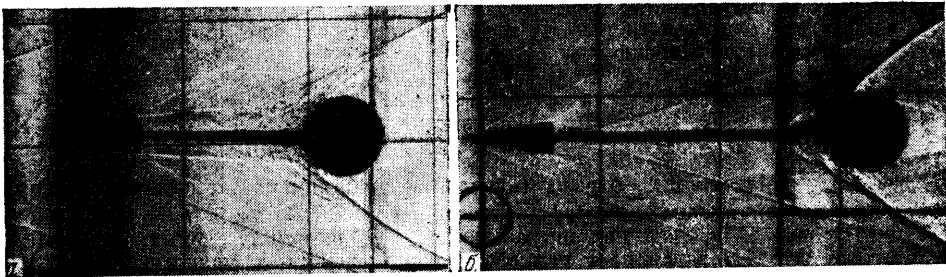
При меньших расстояниях происходит совместное обтекание тел с образованием одной замкнутой отрывной области между ними. Физическая схема течения представляется следующим образом.

Сверхзвуковой поток, обтекающий первое тело, отрывается от его задней кромки, а затем присоединяется ко второму телу в районе его передней кромки. В зависимости от соотношения размеров тел поток в точке отрыва поворачивает к оси или от нее.

при этом возникает течение расширения или скачок уплотнения с соответствующим углом поворота изменением статического давления. На границе невязкого потока развивается пограничный слой, к внутренней части которого по всей длине притекает газ из зоны отрыва. Поступление газа внутрь отрывной зоны происходит только в ме-



Фиг. 3



Фиг. 4

сте присоединения пограничного слоя ко второму телу, поэтому внутри зоны, у оси, образуется встречный ток газа с переменной по длине скоростью. Аналогично обтекается сверхзвуковым потоком область между передней и задней стенками выреза в боковой поверхности тела, если удлинение выреза  $L/H$  не превосходит 7—8.

Рассмотренная картина во многом сходна с той, которая наблюдается в передней и задней отрывных областях (фиг. 1), однако здесь есть ряд особенностей, характерных лишь для этого вида течения. В частности, если для первых двух видов отрывных течений характерным является только один геометрический параметр — относительная толщина пограничного слоя в точке отрыва  $\delta_0/H$  ( $H$  — высота уступа), то характеристики потока при отрывном течении рассматриваемого типа существенно зависят еще от двух геометрических параметров — отношения диаметров тел  $\bar{D} = D_2/D_1$  (или высоты заднего и переднего торцов выреза  $\bar{H} = H_2/H_1$ ) и относительного расстояния между телами  $\bar{L} = L/D_1$  (или  $\bar{L} = L/H_1$ ).

При этом, если с изменением величины первого параметра происходит переход течения в предельном случае в переднюю или заднюю отрывную область, то с изменением второго параметра может наблюдаться качественная перестройка течения, сопровождающаяся резким изменением скоростей и давлений в области отрыва.

На фиг. 3, *a*, *b*, *в* приведены теневые фотографии совместного движения двух тел в свободном полете, полученные на аэробаллистической трассе при числе  $M = 3$ . Составная модель выстреливалась из пороховой пушки, части модели отделялись одна от другой за счет различного аэродинамического сопротивления и масс. Последовательные фазы их движения фиксировались на фотоплёнке при помощи импульсных искровых осветителей, срабатывающих от специальной электронной системы. Как можно видеть, обтекание тел с образованием единой отрывной зоны сохраняется при значительном расстоянии между телами, порядка нескольких калибров, затем происходит перестройка течения (при  $L > 4$ ).

На фиг. 4, *a*, *b* показаны полученные таким же образом теневые фотографии системы, состоящей из конического тела и прикрепленного к нему гибкой связью сферического тормозного баллона при числе Маха, равном 2,8. При длине связи менее 2,5 диаметров баллона здесь также наблюдалось совместное отрывное обтекание (фиг. 4, *a*). Сопротивления тел при этом будут существенно иными, чем при изолированном движении или после перестройки течения согласно фиг. 4, *b*.

Для оценки сил, действующих на каждое из тел при отрывном обтекании, а также для анализа ряда особенностей, присущих таким течениям, необходим метод расчета параметров потока в области отрыва.

Для расчета принята описанная выше схематизированная картина течения (фиг. 2), как обычно в теории отрывных течений, газ считается идеальным, температура торможения полагается неизменной во всей области отрыва, а поперечный градиент статического давления  $\partial p / \partial r$  после поворота потока в точке отрыва отсутствует. Тела полагаем симметричными, расположенными соосно под нулевым углом к направлению потока.

Расчет по существу сводится к нахождению равновесного положения свободнопограничного слоя, при котором растекание его после встречи со вторым телом обеспечит поступление внутрь отрывной зоны количества газа, равного отсасываемому из нее за то же время по внутренней границе пограничного слоя. Это определит угол поворота потока в точке отрыва, а следовательно, и изменение давления; параметры потока перед отрывом считаются известными из расчета внешнего обтекания первого тела. Чтобы записать уравнение неразрывности необходимо:

а) выразить через характеристики пограничного слоя расход газа по его внутренней границе;

б) определить зависимость между положением пограничного слоя относительно второго тела и расходом газа, поступающим внутрь отрывной зоны.

При расчете пограничного слоя используются основные положения теории турбулентных струй сжимаемого газа [4], в частности, нарастание ширины зоны смешения  $b$  описывается соотношением

$$\frac{b}{x} = c_H \frac{\bar{\rho}_2 + 1}{2} \frac{1 - m}{1 + \rho_2 m} \quad (1)$$

где  $x$  — расстояние от точки отрыва (начальную толщину пограничного слоя пока принимаем равной нулю);  $\bar{\rho}_2 = \rho_2 / \rho_1$  — отношение плотностей, а  $m = u_2 / u_1$  — отношение скоростей на границах пограничного слоя;  $c_H \approx 0.27$  — опытная константа. Если статическое давление и температура торможения в поперечном сечении считаются постоянными, то отсюда получают следующие зависимости для определения коэффициента скорости  $\lambda$  и плотности газа  $\rho$  в пределах пограничного слоя

$$\bar{u} = \frac{u}{u_1} = \frac{\lambda}{\lambda_1}, \quad \bar{\rho} = \frac{\rho}{\rho_1} = \frac{\tau(\lambda_1)}{\tau(\lambda)}$$

Здесь  $\tau(\lambda)$  известная газодинамическая функция. При небольших абсолютных значениях  $m$  можно пренебречь отличием температуры  $T_2$  от температуры торможения  $T_0$ . Тогда для рассматриваемого случая  $m \leq 0$  и  $k = 1.4$  уравнение распространения струи (1) запишется в виде

$$\frac{b}{x} = 0.27 \left( 1 - \frac{\lambda_1^2}{12} \right) \quad (2)$$

Расчеты показали, что интегральные характеристики пограничного слоя, существенные для рассматриваемой задачи, в частности, расход газа по внутренней границе  $OZ$ , расположение линии  $OZ$ , отделяющей расходы газа изнутри и снаружи пограничного слоя, импульс части потока, проходящего ниже этой линии и др. слабо зависят от формы профиля продольной скорости в свободном пограничном слое в пределах ее возможного изменения.

Исходя из этого, принято, что профиль скорости, универсальный во всех сечениях пограничного слоя, описывается соотношением Шлихтинга:

$$\frac{u}{u_1} = 1 - (1 - m) f(\eta), \quad f(\eta) = (1 - \eta^{3/2})^2, \quad \eta = \frac{y - y_2}{b} \quad (0 \leq \eta \leq 1) \quad (3)$$

Ввиду переменности величины  $m$  по длине отрывной зоны расчет проводится по элементам длины, на каждом из которых условно можно считать постоянной величину встречной скорости  $u_2$ . При этом используются численные решения для пограничного слоя при  $m = \text{const}$  [4].

Рассмотрим  $n$ -й участок течения между сечениями  $(n - 1)$  и  $n$  (фиг. 2). Расход газа, поступающий внутрь пограничного слоя из зоны отрыва через единицу поверхности внутренней границы равен

$$\Delta G_2 = \rho_2 (v_2 \Delta x - u_2 \Delta y_2) \quad (4)$$

а сумма величин расхода газа  $\Delta G_{2i}$  на всех участках, начиная от точки отрыва, должна равняться расходу газа, поступающему в зону отрыва через центральную часть  $n$ -го сечения. Отсюда в предположении одномерности встречного течения в отрывной зоне находится величина относительной встречной скорости на  $n$ -м участке  $m_n$  (для значений  $H_2 / H_1$ , мало отличающихся от единицы)

$$m_n = \left[ \sum_{i=1}^{n-1} \bar{\rho}_{2i} \left( \bar{v}_{2i} - m_i \bar{y}_{2i} \frac{b_i}{x_i} \right) \right] \left[ \bar{\rho}_2 (1 - n) \left( \frac{H_1}{x} + \bar{y}_2 \frac{b}{x} \right) \right]^{-1} \quad (5)$$

Здесь  $m_i$  — относительная скорость встречного тока на участке,  $\bar{y}_2$  — относительная ордината внутренней границы пограничного слоя. Переменные величины в знаменателе определяются из решений  $(n - 1)$ -го участка. При расчете первого участка в формулах (4), (5) принимаем  $u_2 = 0$ . Найденную величину скорости  $u_2$  в конечном сечении этого участка принимаем в качестве постоянной встречной скорости на втором участке и т. д. Зная распределение скорости обратного тока в отрывной области, можно получить положение (координату  $\eta_3$ ) линии  $OZ$ , отделяющей внутри пограничного слоя часть потока, расход в которой равен расходу газа из отрывной зоны на всей длине от точки отрыва

$$\frac{1}{\rho_1 u_1 b} \sum_{i=1}^n \Delta G_{2i} = \int_0^{\eta_3} \bar{\rho} u \, d\eta \quad (6)$$

С удалением от точки отрыва эта разделяющая линия (главным образом из-за переменности  $m$  и  $G_2 = f(m)$ ) смещается к внешней границе пограничного слоя и оказывается изогнутой; границы по данным расчета остаются практически прямыми. Расчет пограничного слоя по указанным соотношениям условно продолжается вплоть до второго тела. Таким образом исключаются из рассмотрения сложные для расчета процессы, происходящие при присоединении и развороте потока вблизи второго тела на длине порядка толщины свободного пограничного слоя. Это существенно упрощает задачу и позволяет перейти к определению положения пограничного слоя относительно второго тела, при котором выполняется условие баланса расхода газа. В то же время получающаяся погрешность может быть частично компенсирована введением поправки на длину  $L$ . Для оценки того, какая часть газа из пограничного слоя после встречи со вторым телом поступит внутрь отрывной зоны, используем положение, введенное Корстом при анализе донного течения: во внешний поток может выйти только та часть газа из пограничного слоя, полное давление которой превышает статическое давление  $p'$  за скачком уплотнения, возникающим при присоединении потока. В данном случае скачок образуется при обтекании второго тела, и интенсивность его должна быть такой, чтобы весь газ, протекающий в пограничном слое ниже разделяющей линии, т. е. при  $p_0 < p_{03}$ , вернулся в зону отрыва. Если передняя часть второго тела имеет коническую или криволинейную форму, то надо найти направление потока за точкой отрыва, при котором местный угол встречи, т. е. угол между вектором  $u_1$  и касательной к поверхности таков, что при присоединении возникает косой скачок с интенсивностью, соответствующий

$$\frac{p'}{p_1} = \frac{p_{03}}{p_1} \quad (7)$$

или

$$\frac{p'}{p_1} = \left( 1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda_3^2 \right)^{k/(k-1)} \quad (8)$$

Легко показать, что при увеличении или уменьшении угла поворота потока в точке отрыва нарушение баланса расхода газа в отрывной зоне будет приводить к восстановлению найденного равновесного положения.

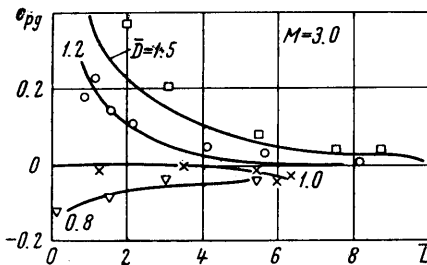
Если передняя часть второго тела представляет собой плоский торец, то при присоединении потока образуется головная волна, которую вблизи торца можно считать прямым скачком. Давление за скачком при скачке перед ним, равной  $u_1$ , будет выше полного давления на разделяющей линии. Требуемая из условия  $p' = p_{02}$  меньшая интенсивность прямого скачка может быть обеспечена только тем, что поток отклоняется от оси, угловая кромка тела располагается внутри пограничного слоя, и скачок происходит в струйках тока, имеющих скорость  $u < u_1$ .

Условно полагая, что максимальное давление за скачком  $p'$  определяется скоростью в наиболее удаленной от оси тела струйке, непосредственно попадающей на кромку тела и имеющей коэффициент скорости  $\lambda_4$ , можно и в этом случае найти равновесное положение оси пограничного слоя, при котором выполняется условие баланса расходов. Для этого, подставляя в соотношение (7) значение интенсивности прямого скачка, имеем

$$\frac{y(\lambda_4)}{y(1/\lambda_4)} = \frac{1}{\pi(\lambda_3)} \quad (9)$$

Здесь  $\pi(\lambda)$ ,  $y(\lambda)$  — известные газодинамические функции. Из (9) находится величина коэффициента скорости  $\lambda_4$ , затем по профилю скорости в пограничном слое (3) определяется угловая координата  $\eta_4$  линии, на которой коэффициент скорости равен  $\lambda_4$ . Этой линией пограничный слой ориентируется на внешнюю кромку торца, что и соответствует в принятых допущениях равновесному положению пограничного слоя и направлению вектора  $u_1$ .

Расчеты показывают, что при больших отрицательных значениях  $m_n$  линия присоединения  $\eta_4$  проходит достаточно близко к разделяющей линии тока, так что,



Фиг. 5

имея в виду общую приближенность расчетов, во многих случаях для простоты можно находить равновесное положение, направляя в угловую кромку второго тела разделяющую линию  $\eta_3$ . Практически расчет, изложенный выше, ведется таким образом, что, задавшись рядом значений угла поворота потока в точке отрыва, последовательно по участкам определяют относительную скорость обратного тока, расположение разделяющей линии и величину полного давления на ней. Затем находят тот из вариантов, при котором выполняются указанные условия присоединения потока ко второму телу при заданном значении  $L/D_1$  и  $D_2/D_1$ . Аналогично проводится расчет течения в плоском вырезе, пограничный слой, развивающийся во встречном потоке у дна выреза, при этом не учитывается.

При больших удлинениях первого тела, когда начальная толщина пограничного слоя перед точкой отрыва  $\delta_0$  соизмерима с радиусом тела, в изложенный расчет вводится следующее изменение. Предполагается, что развитие свободного пограничного слоя происходит из некоторой точки — фиктивного полюса, расположенного впереди действительной точки отрыва, так что толщина слоя  $b$  у дна тела (или переднего торца выреза) равна  $\delta_0$ . Различие в профиле скорости в пограничном слое не учитывается, величина  $m$  и расход газа по внутренней границе на участке от полюса до точки отрыва полагаются равными нулю.

Далее расчет проводится, как указано выше, причем из-за уменьшения расхода  $G_2$  при данной ширине  $b$  разделяющая линия располагается ближе к внутренней границе пограничного слоя. При неизменных условиях присоединения потока ко второму телу это означает, что равновесное положение пограничного слоя соответствует большему углу отклонения от оси тел и большему давлению газа в отрывной зоне. По экспериментальным данным [5] действительно наблюдается рост донного давления с увеличением начальной толщины пограничного слоя. Возможно, в указанный условный способ расчета с начальным пограничным слоем потребуется внести уточнения, например, для косвенного учета различия в профилях скорости свободного и пристеночного пограничного слоя принимать равными не  $b$  и  $\delta_0$ , а толщины вытеснения; экспериментальные данные пока недостаточны для этого.

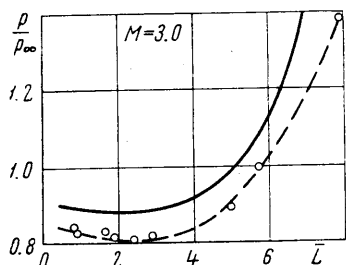
Рассмотрим некоторые результаты расчета параметров течения по изложенному методу. На фиг. 5 линиями показана зависимость коэффициента донного давления за первым телом от расстояния между телами при различном соотношении их диаметров при  $M = 3$ . Коэффициент давления вычислен по статическому давлению на боковой (цилиндрической) поверхности первого тела перед точкой отрыва. При  $D_2 > D_1$  с ростом  $L/D_1$  угол поворота потока в точке отрыва и донное давление за телом уменьшаются, что очевидно и из геометрических соображений. Следует иметь в виду, что в этом случае при малых расстояниях  $L$  точка отрыва перемещается

вперед на боковую поверхность тела; расчет проводился для больших значений  $L$ . Экспериментальные данные, полученные при продувках в аэродинамической трубе, хорошо согласуются с результатами изложенного приближенного расчета.

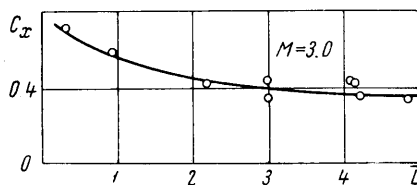
Характерный и не вполне очевидный из простейших соображений результат получается при измерении донного давления в случае  $D_2 = D_1$  при плоском торце второго тела (или в прямоугольном вырезе, когда  $H_2 = H_1$ ). Давление  $p_0$  оказывается несколько меньшим статического давления  $p_0$  перед точкой отрыва и уменьшается с увеличением расстояния  $L$ . Приближенный расчет дает качественно такой же результат (фиг. 5) за счет того, что искривленная разделяющая линия  $\eta_3$  и линия присоединения  $\eta_4$  лежат выше оси  $x$  пограничного слоя, и из условий присоединения ко второму телу поток в точке отрыва поворачивает к оси тела тем больше, чем дальше находится второе тело.

При большой начальной толщине пограничного слоя  $\delta_0$ , как указывалось, разделяющая линия приближается к внутренней границе пограничного слоя и лежит ниже оси  $x$ . В случае  $D_2 = D_1$  из условий присоединения по расчету следует, что поток в точке отрыва при малых  $L/D_1$  поворачивает от оси тел: эксперименты (см., например, [5, 6]) действительно показывают, что при увеличении начальной толщины пограничного слоя получается  $p_0 > p_0$ .

Измерениями установлено, что статическое давление вдоль зоны отрыва (например, по дну выреза) увеличивается с удалением от точки отрыва. Наличие продольного градиента давления не учитывалось в расчете течения, однако путем последовательных приближений его можно определить и учесть. Во многих случаях достаточно первого приближения, которое сводится к тому, что искривленная разделяющая линия тока условно заменяется жесткой стенкой, и находится изменение статического давления при обтекании полученного вогнутого тела внешним сверхзвуковым потоком. Ввиду малости углов поворота изменения



Фиг. 6



Фиг. 7

скорости и давления можно находить из таблиц течения Прандтля — Мейера. Результаты расчета первого приближения согласуются с экспериментальными данными, как это показано на фиг. 6, где приведены результаты измерения статического давления вдоль дна плоского выреза с относительной длиной  $L/H_1 = 8$  при  $H_1 = H_2$ . (Относительная толщина отрывающегося пограничного слоя в эксперименте составляла  $\delta_0/H_1 \approx 0.3$ ; в расчете толщина пограничного слоя не учитывалась).

Для оценки суммарного усилия, действующего на лобовую поверхность второго тела, можно к силе статического давления (вычисленной по давлению в конце отрывной зоны) прибавить изменение количества движения части потока, поворачивающей внутрь отрывной зоны. При этом в прямом движении импульс газа определяется интегрированием между внутренней границей пограничного слоя и разделяющей линией тока, а встречная скорость после поворота полагается равной величине  $u_2$  в конечном расчетном сечении отрывной зоны; дополнительно учитывается изменение нормальной составляющей количества движения газа, вытекающего из пограничного слоя во внешний поток.

Таким способом было рассчитано аэродинамическое сопротивление баллонного тормозного устройства, показанного на фиг. 4, а. При этом давление на внешней части шара, обтекаемой невязким потоком, определялось по теории Ньютона. На фиг. 7 приведено сравнение расчетных значений коэффициента сопротивления, системы конус — сфера в зависимости от расстояния между ними с экспериментальными данными, вычисленными по результатам аэробаллистических испытаний, в которых регистрировались уменьшение скорости полета за счет аэродинамического сопротивления. Вычисленный угол поворота потока в точке отрыва также практически совпал с видимой на теневой фотографии границей отрывной зоны.

По мере увеличения расстояния между телами (или удлинении выреза) средняя скорость встречного потока  $u_2$  в конце отрывной зоны возрастает, приближаясь к скорости звука. Расчет показывает, что, начиная с некоторых значений  $L/D_1$ , (или

$L/H_1$ ), даже при звуковой скорости  $u_2$  расход газа во встречном токе недостаточен для компенсации расхода газа из отрывной зоны через внутреннюю границу пограничного слоя, т. е. условие баланса расходов не может быть выполнено. Можно полагать, что при этом за счет роста разрежения в отрывной зоне увеличивается угол поворота потока к оси в точке отрыва, что еще более уменьшает площадь сечения и расход газа во встречном токе и т. д. вплоть до смыкания пограничного слоя у оси и образования замыкающего косога скачка, когда условие баланса расхода обеспечивается по схеме Чепмена — Корста.

Таким путем можно подойти к расчетному определению критической величины  $L/D_1$ , при которой происходит разрушение единой отрывной зоны и перестройка течения к виду, показанному на фиг. 3, в, 4, б. Результаты расчета критического расстояния  $L/D_1$ , определяемого из условия  $u_2 = a_2^*$ , для различных чисел  $M_1$  и различного отношения диаметров тел  $D_2/D_1$  приведены на фиг. 8; они удовлетворительно соответствуют экспериментальным данным, полученным при продувках в аэродинамической трубе.

Обратная перестройка течения (например, при медленном сближении тел) связана с иным механизмом и наступает тогда, когда головная волна перед вторым телом настолько приблизится к замыкающему скачку за донным течением, что давление за ним начинает увеличиваться. Это повышает расход газа из пограничного слоя внутри донной области и увеличивает давление в ней; угол поворота к оси будет уменьшаться, замыкающий скачок приближаться ко второму телу и т. д. Из схемы течения очевидно, что указанные процессы начнутся при сближении тел на расстоянии, меньшее расстояния прямой перестройки  $(L/D_1)^*$ . Экспериментально действительно установлено наличие заметного гистерезиса (порядка 0.5—1.5 калибра тел) перестройки течения при удалении и сближении тел. Заметим, что эти и другие описанные выше свойства и особенности рассматриваемого отрывного течения хорошо наблюдаются на установке гидромоделирования, использующей известную аналогию между течением сжимаемого газа и потоком жидкости со свободной поверхностью; основные результаты гидромоделирования качественно соответствуют данным аэродинамических исследований, при этом имеется возможность визуально оценить характер течения внутри отрывной зоны, в области присоединения и т. п.

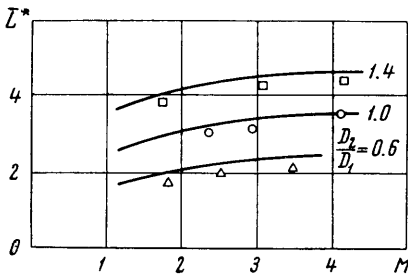
Большинство результатов, описанных выше, относилось к случаю, когда присоединение потока ко второму телу происходит на плоском торце с угловой кромкой перехода на цилиндрическую (или коническую с малым углом порядка  $10-15^\circ$ ) боковую поверхность. Из опытов известно, что донное давление за первым телом существенно зависит от формы передней части второго тела. Расчет отражает, по крайней мере качественно, это свойство течения. В зависимости от заострения или формы скругления второго тела присоединение пограничного слоя (из условий получения требуемого местного угла встречи с поверхностью и скачка требуемой интенсивности) происходит на различном удалении от оси и соответствует различному повороту потока в точке отрыва.

Таким образом, приближенный расчет на основании принятой схемы течения выявляет многие особенности рассматриваемого вида отрывного обтекания тел сверхзвуковым потоком, а в ряде случаев дает количественные результаты, удовлетворительно согласующиеся с экспериментальными данными.

Поступило 26 XII 1967

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Корст Г. Теория определения донного давления в околосзвуковом и сверхзвуковом потоках. Сб. перев. Механика, 1957, № 5.
2. Нейланд В. Я., Таганов Г. И. О конфигурации передних срывных зон при симметричном обтекании тел сверхзвуковым потоком газа. Инж. ж., 1963, т. 3, вып. 2.
3. Демьянов Ю. А., Шманенков В. Н. К исследованию возвратных течений в области отрыва турбулентного пограничного слоя. ПММ, 1960, т. 24, вып. 2.
4. Абрамович Г. Н. Теория турбулентных струй. М., Физматгиз, 1960.
5. Charwat A. F., Dewey F. C., Roos I. N., Hirt I. A. An Investigation of separated flows JAS, 1964, vol. 28, No. 6, 7.
6. Морозов М. Г. Взаимодействие сверхзвукового потока с прямоугольным углублением на плоской пластине. Ж. техн. физ., 1958, т. 28, вып. 1.



Фиг. 8