

**ТРАНСЗВУКОВОЕ ОБТЕКАНИЕ ТЕЛА ВРАЩЕНИЯ  
ПРИ ИСТЕЧЕНИИ РЕАКТИВНОЙ СТРУИ ИЗ ЕГО КОРМОВОЙ  
ЧАСТИ**

**Р. К. ТАГИРОВ**

(Москва)

Разработан численный метод расчета обтекания дозвуковым или трансзвуковым потоком тел вращения с учетом реактивной струи, донного уступа, возможного несовпадения плоскостей среза сопла и кормовой части, неравномерности потока на выходе из сопла, эжектирующего действия сверхзвуковой струи, а также влияния вытеснения пограничного слоя. Даны примеры расчета для тел вращения различной формы и сопел различных типов, а также сравнения с экспериментальными данными.

Дозвуковое и трансзвуковое обтекание тел различной формы интенсивно исследуется [1-3]. Особый интерес вызывает проблема обтекания тела типа мотогондолы (фюзеляжа) или ее кормовой части при наличии выхлопной струи, истекающей из сопла реактивного двигателя [4, 5]. В имеющихся теоретических работах, большинство из которых основывалось на методе малых возмущений, выхлопная струя моделировалась цилиндрической поверхностью.

В предложенном в [6] методе численного расчета трансзвукового обтекания кормовых частей тел вращения выхлопная струя также имитировалась цилиндром. Однако такое представление струи может рассматриваться только как первое приближение, так как выхлопная струя изменяет форму в процессе полета летательного аппарата. Поэтому в данной работе, являющейся продолжением [6], численно исследуется трансзвуковое обтекание тела вращения при истечении сверхзвуковой струи из его кормовой части.

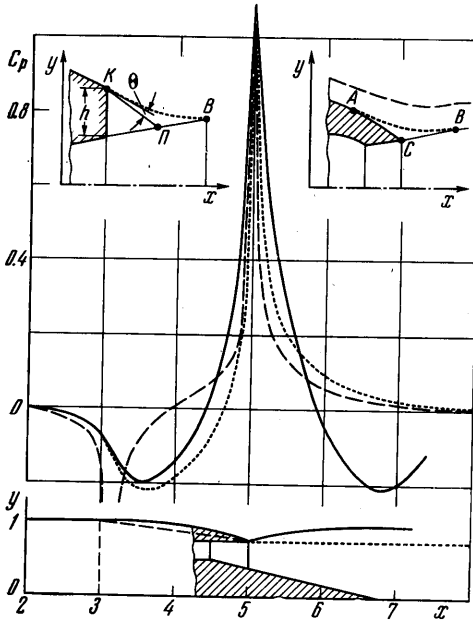
1. Для рассматриваемого течения выбирается ортогональная система координат  $x, y$ , причем ось  $x$  направляется вдоль оси симметрии. Слева к исследуемому телу примыкает полубесконечный цилиндр, который в случае тела типа мотогондолы имитирует в первом приближении поток, входящий в двигатель. Изэнергетическая сверхзвуковая струя истекает из звукового или сверхзвукового сопла, причем в общем случае выходное сечение сопла может не совпадать с плоскостью среза кормовой части. В каком-либо сечении, находящемся внутри сверхзвуковой части сопла или в плоскости его выхода, задаются все необходимые параметры.

Между струей и внешним потоком образуется граница раздела, определяемая в процессе решения задачи. Вдоль этой границы или задается условие непротекания, или, если учитывается эжектирующее действие струи, на основе дополнительного условия определяется распределение нормальной составляющей скорости. Сверху внешний поток имеет границу, описываемую уравнением  $y=y_b(x)$ . Все остальные граничные условия для внешнего потока приведены в [6], поэтому здесь они не описываются.

Рассмотрим получение совместного решения для внешнего потока и сверхзвуковой струи. Параметры внешнего трансзвукового потока при заданной границе струи определяются с помощью метода установления [6-8]. Для расчета сверхзвуковой струи при заданном распределении давления внешней среды используется метод [9]. Для определения границы раздела между внешним потоком и струей и, следовательно, нахождения всего поля течения используется условие равенства статических давлений в каждой точке линии раздела. Решение находится методом итераций.

Вначале задается произвольное распределение внешнего давления и производится расчет струи. Затем проводится расчет внешнего потока и находится уточненное распределение внешнего давления и т. д.

При исследовании реальных конфигураций могут возникнуть значительные трудности при наличии какой-либо точки излома на поверхности тела [6], донного уступа, эжектирующего действия струи и пограничного слоя на поверхности тела. Точно учесть все эти факторы в настоящее время



Фиг. 1

не представляется возможным. Поэтому приходится вводить значительные упрощения, чтобы иметь возможность определять полное сопротивление тела, которое в общем случае складывается из волнового, донного сопротивлений и сопротивления трения. Рассмотрим указанные выше факторы по отдельности.

Если поток обтекает вогнутый угол, то поворот его сопровождается повышением давления. При этом при отсутствии вязкости в точке излома давление достигает заторможенного значения. Пусть точка излома образуется между поверхностями кормовой части и струи. Рассмотрим вдоль поверхности кормовой части три ячейки, прилегающих к точке излома. При расчетах внешнего обтекания с наибольшей погрешностью будут найдены параметры, в частности давление, в ячейке, непосредственно прилегающей к точке излома.

В то же время в предыдущих двух ячейках, а следовательно, и на поверхности кормы в этом месте давления будут найдены более точно. Таким образом, можно считать, что известны правильные значения давления в трех точках: в середине отрезков, определяемых двумя предыдущими ячейками, и в точке излома, где оно равно полному давлению. Предположим, что распределение давления в окрестности точки излома описывается квадратной параболой, причем соответствующие коэффициенты уравнения определяются по известным давлениям в выделенных выше трех точках. В этом случае величина интеграла сил давления, действующих на прилегающий к точке излома отрезок, может быть вычислена достаточно точно.

Величина волнового сопротивления определяется из соотношения

$$C_{xb} = (\chi / p_{\infty} - y_K^{v+1} + y_H^{v+1}) / 0.5 \gamma M_{\infty}^2$$

где  $y_H$  и  $y_K$  — радиусы тела в начальном и конечном сечениях тела соответственно,  $y_m$  — максимальный радиус тела, принимаемый за единицу,  $M_{\infty}$ ,  $p_{\infty}$  и  $\gamma$  — число Маха, давление и показатель адиабаты в набегающем внешнем потоке,  $\chi = \chi / \rho y_m^2$  — безразмерная величина интеграла сил давления, действующих на внешнюю поверхность тела.

Рассмотрим обтекание тела при наличии донного уступа. Предположим, что за донным уступом образуется застойная зона, давления вдоль вертикальных сечений которой постоянны. Пусть граница  $KB$  этой зоны, представляющая собой кривую изменения толщины вытеснения, описывается

кубической параболой, соединяющей точки  $K$  и  $B$  (левая верхняя схема на фиг. 1). Четыре коэффициента этого уравнения определяются из условия плавного сопряжения кривой в точках  $K$  и  $B$ . Предполагается, что точка  $B$  находится в области выравнивания и толщина вытеснения там практически равна нулю. Это значит, что точка  $B$  находится на границе струи. Принимается также, что расстояние от уступа до точки  $B$  равно  $l_B = k_1 l_{\Pi}$ , где  $k_1$  — коэффициент пропорциональности,  $l_{\Pi}$  — расстояние от уступа до точки присоединения  $\Pi$ . Сама точка  $\Pi$  определяется пересечением с границей струи прямой, проведенной под углом  $\theta$  к касательной к телу в точке  $K$ .

Таким образом, решение зависит от двух параметров ( $k_1$  и  $\theta$ ), которые должны браться на основе каких-либо обобщенных экспериментальных данных. Например, они могут быть найдены из условия получения заданного донного давления в плоскости уступа. В примерах расчета данной работы принималось  $k_1 = 2$ ,  $\theta = 6^\circ$ . Если срез сопла не совпадает с плоскостью среза кормовой части (сопло находится внутри), то по-прежнему высота уступа определяется как разность радиусов кормы и сопла. Однако при расчете истекающей из сопла сверхзвуковой струи внешнее давление в полости от среза сопла до среза кормовой части считается постоянным и равным донному давлению.

Рассмотрим определение эжектирующего действия струи. Хотя процесс смешения на границе двух потоков в данной работе не рассматривается, однако эжектирующее действие струи на внешний поток можно приближенно учесть введением распределения стоков вдоль границы раздела потоков. При смешении двух плоских несжимаемых потоков образуется зона смешения, в которую происходит поступление массы [10]. Предполагается, что эти результаты применимы и для случая течения двух сжимаемых потоков. Тогда при расчете внешнего трансзвукового потока нормальная составляющая скорости к границе раздела определяется с помощью полученного в [10] конечного соотношения.

Рассмотрим, наконец, влияние пограничного слоя. В общем случае пограничные слои нарастают как на поверхности тела, так и на стенке сопла двигателя. За срезом кормовой части происходит их взаимодействие с образованием общей зоны смешения. Методы расчета такого типа течения при трансзвуковых скоростях отсутствуют. Поэтому приходится вводить существенные упрощения. Основная цель, которая при этом преследуется, состоит в том, чтобы приближенно учесть вытесняющий эффект пограничных слоев и зон смешения на параметры течения. Целесообразно ограничиться только рассмотрением внешнего пограничного слоя, так как в практических случаях он имеет большую толщину, чем внутренний, и его влияние на внешнее поле течения может быть достаточно заметным.

В данной работе пограничный слой считается турбулентным. Для его расчета используется интегральный метод [11]. При определении толщины вытеснения вязкого слоя делаются следующие предположения. Вдоль границы зоны отрыва и вдоль границы раздела двух потоков пограничный слой продолжает нарастать как на твердой поверхности. При этом статические давления считаются постоянными поперек пограничного слоя по нормали к поверхности, а в зоне отрыва — вдоль вертикальных сечений, параллельных оси  $y$ . Расчет пограничного слоя проводится при  $M = M_\infty$ , т. е. местные изменения числа Маха не учитываются. Этим достигается достаточно плавное изменение толщины вытеснения вдоль всей рассматриваемой поверхности и уменьшается количество итераций при получении совместного решения для внешнего потока и сверхзвуковой струи. Однако при расчете критерия отрыва  $\xi$ , который необходим для установления начала отрыва пограничного слоя, используется истинное распределение давления вдоль поверхности исследуемого тела.

При возникновении отрыва пограничного слоя для возможности дальнейшего расчета делается ряд дополнительных предположений. Отрывная зона рассматривается как застойная замкнутая зона. Ее граница  $AB$ , под которой можно понимать линию постоянных масс зоны смешения, описывается кубической параболой, причем четыре коэффициента в уравнении параболы определяются из условия плавного сопряжения этой кривой с поверхностями в точках  $A$  и  $B$  (правая верхняя схема на фиг. 1). Точка  $A$  — это точка отрыва, ее координата определяется из условия  $\xi \geq 0.014$ . Из-за отсутствия достаточных данных точное определение координаты  $B$  невозможно, поэтому она определяется из весьма приближенного условия  $k_2(x_c - x_A) = x_B - x_A$ , где  $x_c$  — координата сечения с минимальной ординатой поверхности,  $k_2$  — коэффициент пропорциональности (при расчетах принималось  $k_2 = 2$ ). Очевидно, что предложенный метод учета влияния пограничного слоя является в достаточной мере грубым, его можно использовать лишь в качестве первого приближения. Задача еще более усложняется, когда в поле внешнего потока появляются местные сверхзвуковые зоны с соответствующими скачками уплотнения. В этом случае возникает проблема взаимодействия скачка уплотнения с пограничным слоем и образования местной отрывной зоны. Попытка приближенного рассмотрения этой проблемы делалась в [12], но она далека от решения и нужны дальнейшие исследования.

2. Все примеры расчета данной работы получены при наличии 300 ячеек в поле внешнего течения: 30 отрезков в направлении оси  $x$  и 10 в направлении оси  $y$ . Внешняя граница потока представляла собой проницаемую цилиндрическую поверхность постоянного радиуса  $y_b$ . Показатель адиабаты для внешнего трансзвукового потока был равен  $\gamma = 1.4$ . При расчетах пограничного слоя принималось, что относительная температура стенки  $T_w/T_\infty^* = 1$ , число Рейнольдса  $Re = 10^6$ , причем в качестве характерного размера бралась длина исследуемого тела. При совместных расчетах внешнего потока и сверхзвуковой струи принималось, что соответствующие отношения температур торможения и газовых постоянных равны единице.

С целью установления влияния эжектирующего действия струи был проведен расчет обтекания кормовой части, описанной дугой окружности радиуса  $R = 7.22$  при  $M_\infty = 0.85$ . Предполагалось, что пограничный слой отсутствует ( $\delta^* = 0$ ), а  $y_b = 3$ . Слева и справа к кормовой части примыкали полубесконечные цилиндры, имеющие радиусы  $y_m = 1$  и  $y_k = 0.72$  соответственно. Донный уступ при этом отсутствовал ( $h = 0$ ). Таким образом, струя, истекающая из сопла, в данном примере имитировалась цилиндром, имеющим проницаемую поверхность, причем скорость струи принималась равной  $u_j = 1.4$ .

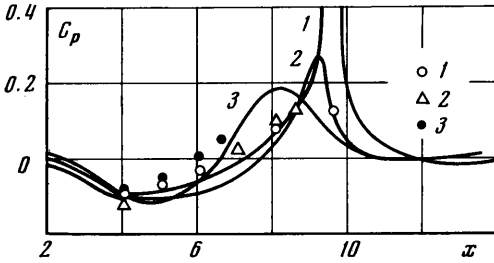
Полученные с учетом и без учета эжектирующего действия струи распределения коэффициента давления  $C_p = (p - p_\infty) / (0.5 \gamma p_\infty M_\infty^2)$  вдоль кормовой части практически совпали (пунктирная линия на фиг. 1). Соответствующие значения коэффициента волнового сопротивления оказались малыми ( $|C_{xb}| \leq 0.0015$ ) и в пределах точности данного метода их можно считать равными нулю. Таким образом, эжектирующее действие струи влияет слабо при трансзвуковых скоростях и оно в последующих примерах не учитывалось. Однако следует иметь в виду, что при достаточно малых значениях  $M_\infty$  эжектирующее действие струи на внешний поток может стать заметным. Отметим, кроме того, что поскольку точное значение  $C_{xb}$  при обтекании рассматриваемого тела дозвуковым потоком равняется нулю, то полученный результат подтверждает приемлемость предложенного метода определения  $C_p$  и  $C_{xb}$  с учетом точек излома.

Для сравнения был проведен расчет обтекания конической кормовой части ( $R = 3$ ). Полученное распределение  $C_p$ , показанное на фиг. 1 штриховой линией, сильно отличается от распределения  $C_p$  для кормовой части, описанной дугой окружности. При этом в окрестности этой точки излома ( $x = 3$ ) возникают местные сверхзвуковые скорости и  $C_{xb} = 0.015$ .

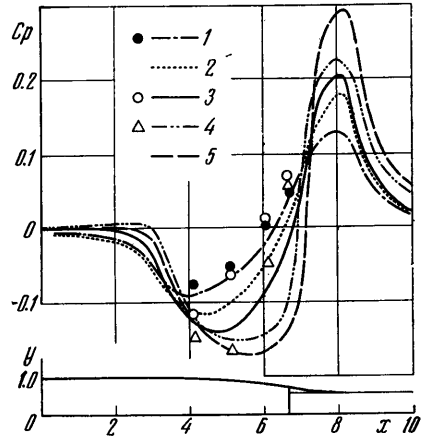
Были проведены расчеты обтекания семейства кормовых частей, описанных дугой окружности радиуса  $R = 22.72$  при  $M_\infty = 0.8$ . Эти кормовые части были экспериментально исследованы в [2] при наличии толстого турбулентного пограничного слоя (толщина вытеснения  $\delta_0^* = 0.14$ ). Эксперименты были проведены в прямоугольной трансзвуковой аэродинамической трубе, причем отношение меньшей стороны сечения трубы к диаметру модели было равно 12. Поэтому в расчетах также был принят  $y_b = 12$ . На фиг. 2 приведены результаты расчета для кормовой части, слева к которой

примыкал цилиндр радиуса  $y_m=1$ , а справа поверхность кормовой части достигала оси ( $y_k=0$ ). Рассчитанные значения  $C_p$  и соответствующие экспериментальные данные [2] обозначены на фиг. 2 цифрой 1. Видно, что соответствие сравниваемых результатов в общем удовлетворительное, за исключением области в конце кормовой части. Отметим, что при расчете был получен  $C_{xb}=0.003 \approx 0$ , как это и должно быть при отсутствии пограничного слоя.

Рассмотренная выше кормовая часть была укорочена до получения радиусов  $y_k=0.283$  и  $0.703$ . Справа к полученным таким образом телам примыкали цилиндры, причем в первом случае создавался донный уступ высотой  $h=0.057$ , а во втором



Фиг. 2



Фиг. 3

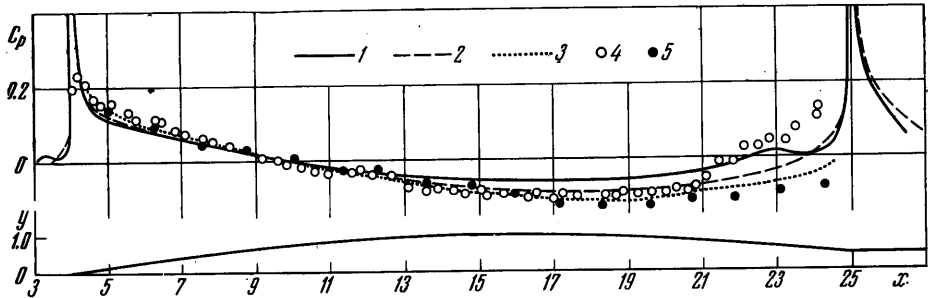
случае  $h=0.14$ . Полученные при отсутствии пограничного слоя распределения  $C_p$  и соответствующие экспериментальные данные [2] обозначены на фиг. 2 цифрами 2 и 3. Отметим, что при  $y_k=0.703$  расчет дает  $C_{xb}=0.038$ , коэффициент донного сопротивления  $C_{xg}=-0.002$ , а в эксперименте [2] измерено  $C_x=0.025$ ; соответственно при  $y_k=0.283$  расчет дает  $C_{xb}=0.05$ ,  $C_{xg}=-0.005$ , а эксперимент  $C_x=0.035$ . Наблюдаемые отличия в распределениях  $C_p$  и величинах  $C_x$  объясняются в основном влиянием пограничного слоя.

Для приближенного выявления эффекта вытеснения пограничного слоя был проведен его расчет для кормовой части, имеющей  $y_k=0.703$  при  $\delta_0^*=0.14$ . Полученное распределение приведено на фиг. 3 штрихпунктирной кривой, соответствующие экспериментальные данные [2] обозначены цифрой 1. Здесь же пунктирной линией 2 для сравнения приведено распределение  $C_p$  при отсутствии пограничного слоя. Видно, что распределение давления, полученное с учетом пограничного слоя, удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными. Удовлетворительные соответствия получены также для величин донного давления (значения  $C_p$  при  $x=6.33$ ) и значений  $C_x$ . Расчет с учетом пограничного слоя дал  $C_{xb}=0.024$ ,  $C_{xg}=-0.005$ , коэффициент сопротивления сил трения  $C_{xf}=0.011$ , суммарный  $C_x=0.03$ , а в эксперименте, как указывалось выше,  $C_x=0.025$ .

Были проведены расчеты обтекания указанной выше кормовой части при  $M_\infty=0.94$  и  $1.02$ . Соответствующие распределения  $C_p$  при отсутствии пограничного слоя показаны на фиг. 3 сплошной линией 3 и штриховой линией 5. Экспериментальные точки обозначены для  $M_\infty=0.94$  цифрой 3, для  $M_\infty=1.02$  цифрой 4. Наблюдаются значительные различия между расчетными и экспериментальными данными, связанные с возросшим влиянием пограничного слоя. Распределение  $C_p$  при наличии пограничного слоя ( $\delta_0^*=0.14$ ) показано на фиг. 3 кривой 4. Видно, что учет пограничного слоя не улучшил совпадения сравниваемых данных. Этого следовало ожидать, так как в поле течения при  $M_\infty=0.94$  и  $1.02$ , как показали расчеты, возникают значительные сверхзвуковые области, заканчивающиеся скачками уплотнения. Следовательно, в этих случаях возникает сложное взаимодействие скачка уплотнения с пограничным слоем, которое в используемом методе расчета пограничного слоя никак не учитывается.

Были проведены расчеты обтекания тонкого параболического тела, для которого в [13] приведены экспериментальные и расчетные данные, полученные на основе метода местной линеаризации. Расчеты в данной работе были проведены при  $M_\infty=1$  и при отсутствии пограничного слоя для двух радиусов внешней границы потока ( $y_b=28$  и  $12$ ). Тело спереди имело заостренную головную часть, а к кормовой части тела примыкал полубесконечный цилиндр радиуса  $y_k=0.4375$ .

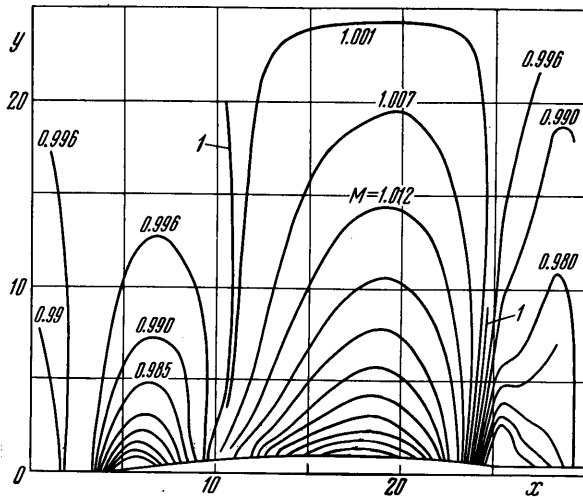
Полученные расчетным путем распределения  $C_p$  показаны на рис. 4 (сплошная линия 1 для  $y_b=12$  и штриховая линия 2 для  $y_b=28$ ). На этой же фигуре для сравнения приведены расчетные (пунктирная кривая 3) и экспериментальные данные [13]. Точки 4 получены в трансзвуковой аэродинамической трубе, имеющей проницаемую стенку и радиус  $y_b=28$ . Точки 5 получены в запертой аэродинамической трубе, имеющей непроницаемую стенку и  $y_b=24$ . Видно, что результаты расчета данной работы и работы [13] в общем удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными. Заметное расхождение в конце кормовой части расчетных резуль-



Фиг. 4

татов и экспериментальных точек, полученных при  $y_b=28$ , можно объяснить взаимодействием пограничного слоя и скачка уплотнения. Приведенная на фиг. 5 картина течения в виде линий  $M=\text{const}$  показывает, что над кормовой частью возникает скачок уплотнения.

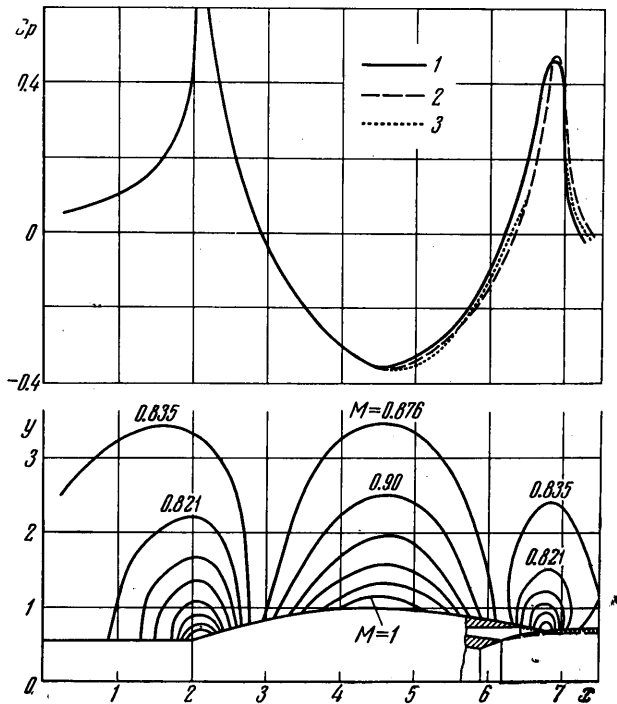
Рассмотрим теперь обтекание при наличии реактивной струи. Кормовая часть, описанная дугой окружности радиуса  $R=7.22$ , была исследована вместе с кольцевым



Фиг. 5

соплом при  $M_\infty=0.85$ ,  $\delta^*=0$ ,  $y_b=3$ ,  $y_k=0.72$ ,  $\rho_c=P_j^*/P_\infty=12$ ,  $h=0$ ,  $\gamma_j=1.4$ , где  $P_j^*$  — полное давление струи. Центральное тело сопла имело коническую форму с углом полураствора  $12^\circ$ . Расчет сверхзвукового потока начинался от критического сечения сопла, где принималось равномерное распределение скорости  $u_j=1.035$ . Полученные распределения  $C_p$  и граница струи для четвертого приближения показаны на фиг. 1 сплошными линиями ( $C_x=-0.044$ ). В окрестности конца конического центрального тела при обтекании сверхзвуковым потоком возникает местная дозвуковая зона. В этом случае метод сквозного счета [9], вообще говоря, не применим. Однако если при расчете сверхзвуковой струи брать крупные ячейки, тогда за счет определения осредненных параметров в пределах каждой ячейки, местная малая дозвуковая зона может быть пройдена при сохранении приемлемой точности.

Практический интерес представляет обтекание тела вращения типа мотогондолы при наличии реактивного сопла внутри. Поэтому был проведен расчет обтекания такого тела, описанного дугой окружности радиуса  $R=7.22$ , при  $M_\infty=0.85$ ,  $y_k=0.72$ ,  $y_b=5$ ,  $h=0.18$ ,  $\delta^*=0$ ,  $\pi_c=10$ . Срез радиуса 0.54 конического сопла Лавала, имеющего угол полураствора  $12^\circ$ , отстоял от среза кормовой части на расстоянии 0.3. Расчет сверхзвукового потока начинался от критического сечения радиуса 0.48, где принималось равномерное распределение скорости  $u_j=1.035$  при  $\gamma_j=1.33$ . При этом само кри-



Фиг. 6

тическое сечение отстояло от среза сопла на расстоянии 0.3. Следовательно, сверхзвуковая струя определялась с учетом неравномерности, возникающей в сопле из-за наличия конического сверхзвукового участка. Поток, входящий в двигатель при расчете внешнего потока, имитировался в первом приближении полубесконечным цилиндром радиуса 0.533, примыкающим к телу слева.

Результаты совместного расчета внешнего потока и струи при отсутствии пограничного слоя представлены на фиг. 6. Было сделано три приближения (соответствующие распределения  $C_p$  показаны кривыми 1, 2 и 3). Коэффициенты сопротивления получились равными  $C_{xb}=0.14$ ,  $C_{xg}=-0.036$ ,  $C_x=0.105$ . На фиг. 6 показаны также исследуемое тело, границы струй для трех приближений и граница отрывной зоны. В поле течения внешнего потока построены линии  $M=\text{const}$ . Видно наличие местной зоны сверхзвуковых скоростей. Совместные расчеты внешнего потока и сверхзвуковой струи проводились на ЭВМ М-220. Время счета каждого приближения  $\sim 1$  час, причем с каждым приближением точность, задаваемая при счете внешнего потока, повышалась.

Автор благодарит А. Н. Крайко и М. Я. Иванова за полезные советы и помощь, А. М. Конкину за оформление работы.

Поступила 23 III 1973

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Никольский А. А., Серебрянский Я. М., Сычев В. В. Аэродинамика установившегося обтекания тел при дозвуковых скоростях. Механика в СССР за 50 лет, т. 2. Механика жидкости и газа. М., «Наука», 1970, стр. 85–102.
2. Kurn A. G. Drag measurements on a series of afterbodies at transonic speeds showing the effect of sting interference. Aeronaut. Res. Council current Papers, 1968, No. 984, p. 46.
3. Presz W., Konarski M., Grund E. Prediction of installed nozzle flow fields. AIAA paper, 1970, No. 700.
4. Bergman D. Effects of engine exhaust flow on boattail drag. J. Aircraft, 1971, vol. 8, No. 6, pp. 434–439.
5. Grund E., Presz W., Konarski M. Predicting airframe/exhaust nozzle interactions at transonic mach numbers. AIAA paper, 1971, No. 720, p. 8.
6. Тагиров Р. К. Расчет обтекания кормовых частей тел вращения дозвуковым или трансзвуковым потоком. Изв. АН СССР, МЖГ, 1972, № 6, стр. 162–168.
7. Годунов С. К., Забродин А. В., Прокопов Г. П. Разностная схема для двумерных нестационарных задач газовой динамики и расчет обтекания с отошедшей ударной волной. Ж. вычислит. матем. и матем. физ., 1960, т. 1, № 6.
8. Иванов М. Я., Крайко А. Н. Численное решение прямой задачи о смешанном течении в соплах. Изв. АН СССР, МЖГ, 1969, № 5, стр. 77–83.
9. Иванов М. Я., Крайко А. Н., Михайлов Н. В. Метод сквозного счета для двумерных и пространственных сверхзвуковых течений. I. Ж. вычислит. матем. и матем. физ., 1972, т. 12, № 2, стр. 441–463.
10. Абрамович Г. Н. Теория турбулентных струй. М. Физматгиз, 1960.
11. Авдучевский В. С. Метод расчета пространственного турбулентного пограничного слоя в сжимаемом газе. Изв. АН СССР, ОТН, Механика и машиностроение, 1962, № 4.
12. Enskki F. K. A calculation method for the turbulent transonic viscous-inviscid interaction on airfoils. AIAA paper, 1972, No. 5.
13. Spreiter J. R., Stahara S. S. Aerodynamics of slender bodies and wing-body combinations at  $M_\infty=1$ . AIAA Journal, 1971, vol. 9, No. 9, pp. 1784–1791.