

линий постоянной энтропии от поверхности тела с подветренной стороны, а также большая область почти постоянного значения энтропии с подветренной стороны. Получение гладких (в четвертом знаке значения S) линий постоянной энтропии свидетельствует о высокой точности расчета в этой области.

На фиг. 13 показаны линии постоянного числа Маха для только что рассмотренного примера течения. Здесь следует обратить внимание на существование замкнутой области с числом M , превышающим число Маха невозмущенного потока. Модуль вектора скорости в этой области также близок к модулю вектора скорости невозмущенного потока.

При больших значениях z область с максимальным значением числа M располагается дальше от плоскости симметрии течения и ближе к поверхности параболоида.

Отметим, что в поле течения затупленного по сфере конуса также образуются области с высоким значением местного числа Маха, однако областей, в которых бы местное значение числа Маха превосходило бы M_∞ , установлено не было.

В заключение автор приносит благодарность Э. И. Нажесткиной и М. В. Орловскому, которыми были составлены все основные программы, а также программы обработки результатов.

Поступило 27 VI 1968

ЛИТЕРАТУРА

1. Русанов В. В. Пространственное обтекание затупленного тела сверхзвуковым потоком газа. Ж. вычислит. матем. и матем. физ., 1969, т. 8, № 3.
2. Бабенко К. И., Воскресенский Г. П., Любимов А. Н., Русанов В. В. Пространственное обтекание гладких тел идеальным газом. М., «Наука», 1964.
3. Moretti G. Inviscid flowfield about a pointed cone at an angle of attack. AIAA Journal, 1967, vol. 5, No. 4. (Рус. перев.: Невязкое обтекание заостренного конуса под углом атаки. Ракетная техника и космонавтика, 1967, № 4.)
4. Moretti G. Three-dimensional supersonic flow computations. AIAA Journal, 1963, vol. 1, No. 9. (Рус. перев. Расчет трехмерных сверхзвуковых течений. Ракетная техника и космонавтика, 1963, № 9).
5. Ferris A. A review of some recent developments in hypersonic flow. In: Advances in Aeronaut. Sci. (Proc. Ist. Internaut. Congr. Aeron. Sci., Madrid, 1958), 1959, vol. 2, pp. 723—770.
6. Ferris A. Supersonic flow around circular cones at angles of attack. NASA Techn. Repts., 1951, No. 1045.

ИССЛЕДОВАНИЕ СВЕРХЗВУКОВОГО ОБТЕКАНИЯ ДВУХ РАЗДЕЛЯЮЩИХСЯ ТЕЛ

В. Н. КУДРЯВЦЕВ, А. Я. ЧЕРКЕЗ, В. А. ШИЛОВ

(Москва)

В квазистационарной постановке рассмотрена задача об обтекании сверхзвуковым потоком двух близко расположенных соосных тел, имеющих относительную скорость в направлении внешнего потока. Показано, что параметры газа в области отрывного течения между телами зависят от скорости разделения даже при весьма малой ее величине по сравнению со скоростью набегающего потока.

В работе [1] рассмотрено отрывное обтекание сверхзвуковым потоком выреза (углубления) в боковой поверхности тела или области между двумя соосными близко расположенными телами. Полученные решения можно распространить на более общий случай, когда близко расположенные тела имеют относительную скорость в направлении внешнего потока. Такая задача возникает, в частности, при анализе процесса разделения частей или отдельных ступеней летательного аппарата в сверхзвуковом полете.

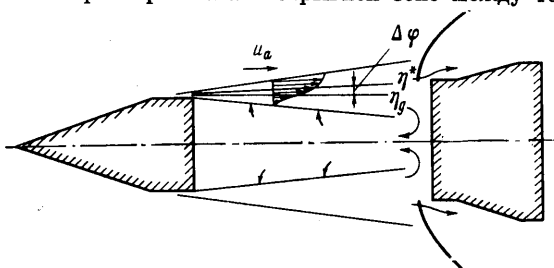
Пусть два тела расположены соосно одно за другим под нулевым углом атаки в сверхзвуковом потоке, скорость которого равна u_∞ (фиг. 1). Выберем систему координат, связанную с расположенным впереди телом, тогда второе тело в общем случае движется вдоль оси X с некоторой скоростью U , причем в соответствии с реальными значениями скоростей $U \ll u_\infty$.

Если расстояние между телами L не превышает некоторой величины L_* (порядка нескольких калибров), зависящей в основном от поперечных размеров обоих тел

и числа M_∞ , то обтекание происходит с образованием единой отрывной области. Сверхзвуковой поток, оторвавшийся от расположенного впереди тела, присоединяется ко второму телу у его внешней кромки; между внешним невязким потоком и газом в отрывной зоне развивается свободный пограничный слой. При наличии относительной скорости тел течение между ними будет нестационарным. Рассматривая изменение параметров газа в отрывной зоне между телами за весьма малый промежуток времени dt , условие сохранения массы можно записать в виде

$$dG_0 = dG_+ - dG_- \quad (1)$$

где dG_0 — изменение массы газа в области отрыва за время dt , dG_- — масса газа, отсасываемого из области отрыва к внутренней границе пограничного слоя за время dt , dG_+ — масса газа, поступающего за то же время внутрь зоны отрыва из области присоединения потока ко второму телу.



Фиг. 1. Схема отрывного обтекания разделяющихся тел

Пока будем предполагать, что поперечные размеры D_1 и D_2 торцов тел, ограничивающих область отрыва, отличаются незначительно. При этом

$$G_0 \approx \rho_b FL, \quad F = \frac{1}{4} \pi D = \frac{1}{16} \pi (D_1 + D_2)^2$$

$$\frac{dG_0}{dt} = \rho_b F \frac{dL}{dt} + FL \frac{d\rho_b}{dt} = \rho_b F U \left(1 + \frac{\delta\rho_b}{\delta L} \right)$$

Здесь ρ_b — текущая плотность газа в области отрыва, U — относительная скорость тел в рассматриваемый момент, $\delta\rho_b = d\rho_b / \rho_b$ и $\delta L = dL / L$ — относительное изменение плотности и расстояния за время dt .

Анализ экспериментальных данных показывает, что при $D_1 \approx D_2$ зависимость $\rho_b = f(L)$ описывается весьма пологой кривой, и во всем диапазоне расстояний L , при которых сохраняется отрывное обтекание тел, величина $\delta\rho_b / \delta L \ll 1$. Допуская погрешность в величине dG_0 до 10%, пренебрегаем членом $\delta\rho_b / \delta L$ в последнем выражении и записываем

$$dG_0 = \rho_b F U dt \quad (2)$$

В таком виде изменение массы газа в отрывной зоне определяется только изменением объема зоны за счет расхождения тел в относительном движении. Это позволяет рассматривать в каждый момент времени процесс обтекания как квазистационарный; легко показать, что характерное время изменения внешнего течения существенно меньше характерного времени изменения параметров в зоне отрыва. Поэтому при расчете можно пользоваться соотношениями, полученными в [1] для случая неподвижных тел. Отличие будет лишь в том, что поступление газа внутрь области отрыва после присоединения потока ко второму телу должно компенсировать не только отсос газа к пограничному слою, но и увеличение объема зоны отрыва. Чтобы оценить, насколько существенным будет влияние этого отличия, сопоставим величину расходов dG_- и dG_0 . Для простоты рассматриваем здесь достаточно близкое расположение тел, когда границы пограничного слоя можно считать прямолинейными, а продольной составляющей скорости газа на внутренней поверхности пограничного слоя можно пренебречь. В этом случае

$$dG_- = \rho_b S v_b dt \quad (3)$$

Здесь S — площадь внутренней поверхности пограничного слоя, v_b — поперечная составляющая скорости газа на внутренней поверхности.

Приближенно можно записать

$$S \approx \pi DL = 4Fl$$

где $l = L / D$.

Отсюда получаем

$$dG_- + dG_0 = 4\rho_b Fl u_a dt \left(\frac{v_b}{u_a} + \frac{1}{4l} \frac{U}{u_a} \right) \quad (4)$$

(u_a — скорость невязкого потока на внешней границе пограничного слоя).

Из расчетов свободного пограничного слоя в сжимаемом газе следует, что величина v_b / u_a весьма мала и слабо зависит от числа M во внешнем потоке; при значении константы турбулентности $c \approx 0.27$ [2] можно принимать $v_b / u_a \approx 0.035$. Следо-

вательно даже при небольшой относительной скорости тел — порядка нескольких процентов скорости набегающего потока — увеличение объема зоны отрыва согласно (4) соизмеримо с объемным расходом газа, отсасываемого в пограничный слой, в особенности при малых относительных расстояниях между телами.

Расход газа во внутренней части пограничного слоя, который после присоединения потока ко второму телу поступает в зону отрыва, можно выразить соотношением

$$dG_+ = dt \int \rho u dF \approx \pi D \rho_a u_a b dt \int_{y_b}^{y^*} \frac{\rho u}{\rho_a u_a} \frac{dy}{b}$$

или

$$dG_+ \approx 4F \rho_a u_a \frac{b}{D} dt \int_0^{\eta^*} \frac{\rho u}{\rho_a u_a} d\eta \quad (5)$$

Здесь b — ширина свободного пограничного слоя в конце зоны отрыва, $\eta = (y - y_b) / b$ — безразмерная ордината, отсчитываемая от внутренней границы, ρ_a — плотность газа на внешней границе. С учетом зависимостей (4) и (5) уравнение сохранения массы (1) принимает вид

$$\psi(\eta^*) = \frac{\rho_b D}{\rho_a b} l \left(\frac{v_b}{u_a} + \frac{1}{4l} \frac{U}{u_a} \right)$$

где

$$\psi(\eta^*) = \int_0^{\eta^*} \frac{\rho u}{\rho_a u_a} d\eta \quad (6)$$

В соответствии с [2] и [4] полагаем, что профиль скорости в пограничном слое описывается формулой Шлихтинга, а статическое давление и температура торможения в поперечном сечении постоянны.

Согласно [2] принимаем линейный закон нарастания ширины пограничного слоя по его длине x

$$b = cx \left(1 - \frac{1}{2} \frac{k-1}{k+1} \lambda_a^2 \right)$$

($c \approx 0.27$, λ_a — коэффициент скорости на внешней границе.)

Наличие начального (пристенного) пограничного слоя толщиной δ_0 приближенно учитываем введением фиктивного полюса, расположенного впереди точки отрыва, так что $x = L + x_0$ и

$$b = cL(1 - \frac{1}{12}\lambda_a^2) + \delta_0 \quad (7)$$

После подстановки выражения (7) в уравнение (6) получаем при $k = 1.4$

$$\psi(\eta^*) = \frac{(1 - \frac{1}{8}\lambda_a^2)l}{0.27(1 - \frac{1}{12}\lambda_a^2)l + \delta} \left(\frac{v_b}{u_a} + \frac{1}{4l} \frac{U}{u_a} \right) \quad (8)$$

где $\delta = \delta_0 / D$ — относительная начальная толщина пограничного слоя. Отсюда можно найти безразмерную ординату η^* линии разветвления потока. При $U = 0$ эта линия совпадает с разделяющей линией тока η_g ; если $U > 0$, то $\eta^* > \eta_g$, т. е. линия разветвления смещается на угол $\Delta\varphi$ в сторону внешней границы.

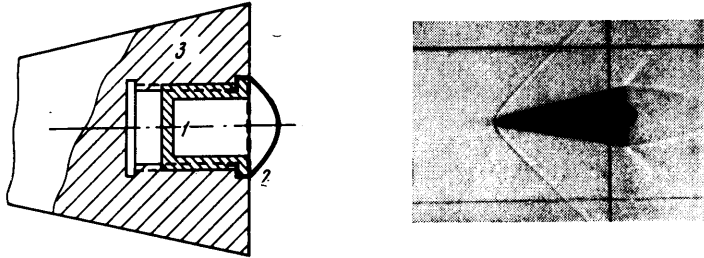
Условия присоединения потока ко второму телу, введенные в [4], показывают, что угол поворота внешнего потока в точке отрыва на задней кромке переднего тела при этом также возрастает на величину порядка $\Delta\varphi$; это позволяет оценить и изменение статического давления в зоне отрыва, связанное с наличием относительной скорости тел.

Расчеты показывают, что при $U > 0$ на малых расстояниях между телами отмечается заметное изменение статического давления — увеличение разрежения в отрывной зоне — по сравнению с обтеканием неподвижных тел. Поэтому экспериментальное исследование аэродинамики разделения тел или ступеней летательного аппарата путем продувки в аэродинамической трубе неподвижных моделей, расположенных на различных расстояниях, не отражает некоторых особенностей процесса, в особенности при малых расстояниях l .

Несмотря на то, что скорость разделения U обычно весьма мала по сравнению со скоростью набегающего потока u_∞ (или с величиной того же порядка u_a), при моделировании процесса необходимо согласно (8) помимо геометрического подобия выдерживать постоянным отношение U / u_a (или, что то же, U / u_∞).

Ряд отмеченных особенностей процесса разделения тел при сверхзвуковых скоростях наблюдался в экспериментальных исследованиях, проведенных на свободно летящих моделях на аэробаллистической трассе.

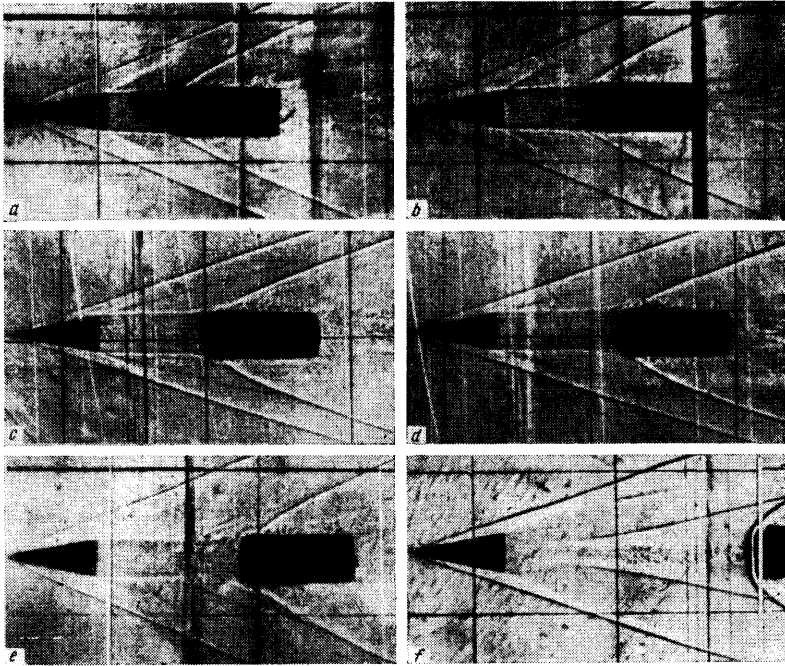
При этих испытаниях из пороховой 100-миллиметровой пушки выстреливалась составная модель, представлявшая собой головную часть — конус, соединенную спе-



Фиг. 2. Схема датчика донного давления. 1 — модель; 2 — корпус датчика; 3 — мембрана

циальным замком с хвостовой цилиндрической частью. Начальная скорость полета модели путем подбора величины порохового заряда изменялась в пределах 500—1000 м/сек.

Хвостовая часть, имевшая большее сопротивление (на единицу массы), в полете постепенно отставала от головной части. Вдоль аэробаллистической трассы в ряде



Фиг. 3. Теневые фотографии последовательных фаз разделения модели на аэробаллистической трассе

сечений были расположены фотоаппараты, экраны и искровые источники света с продолжительностью свечения порядка 2—3 мксек. Искровые аппараты последовательно включались при помощи специального электронного устройства, использующего информацию о фактической скорости полета модели на контрольном участке трассы.

Таким образом, были получены серии фотографий летящих тел и теневой картины их обтекания в последовательные моменты времени. Это позволяло качественно анализировать процесс разделения.

Для количественных измерений был разработан специальный датчик донного давления (фиг. 2), представляющий собой герметичный стакан 1, затянутый тонкой резиновой пленкой 2, которая на модели располагалась в плоскости донного торца головной части 3. В полете вследствие разности давлений внутри стакана и на торце модели мембрана прогибалась, и по величине видимого на фотографии прогиба при помощи предварительно полученных тарировочных зависимостей можно было определить донное давление. Проведенные впоследствии детальные исследования датчика такого типа [3] показали, что он практически безынерционен и обеспечивает точность измерений давления на поверхности свободно летящего тела порядка 5%.

На фиг. 3 приведены теньевые фотографии разделяющихся моделей при различных расстояниях между ними. Течение качественно соответствует рассмотренному в [1], однако зависимость донного давления p_b от расстояния между телами значительно отличается от аналогичных зависимостей, полученных при продувке неподвижных моделей. В соответствии с данными приведенной выше расчетной оценки, имеется минимум донного давления при малых расстояниях между телами. На фиг. 4 приведены результаты экспериментов, проведенных при $M_\infty \approx 3$, обработанные в виде зависимости коэффициента донного давления

$$C_p = \frac{2}{kM_\infty^2} \left(\frac{p_b}{p_\infty} - 1 \right)$$

от расстояния между телами.

Как известно, при увеличении расстояния между разделяющимися телами до некоторой величины происходит перестройка течения, сопровождающаяся смыканием пограничного слоя у оси симметрии, разрушением единой отрывной зоны между телами и образованием обычного донного течения за первым телом.

Анализ материалов аэробаллистических экспериментов показывает, что перестройка течения происходит постепенно и на некоторых кадрах (фиг. 3, e, f) видны ее последовательные фазы — прогибание видимой границы отрывной зоны к оси симметрии, смыкание границ у оси вблизи второго тела и формирование донного течения. При этом расстояние перестройки l_* оказывается равным 5—6 и более калибров, в то время как при продувках неподвижных моделей для данных условий $l_* \approx 3.5 \div 4$, что соответствует и результатам расчета по методике, описанной в [1]. Это также связано с наличием относительной скорости тел.

Перестройка течения, т. е. эвакуация массы ΔG_0 газа из области отрыва между телами, требует определенного конечного времени Δt , в течение которого расстояние между разделяющимися телами возрастает на величину $\Delta L = U\Delta t$. Для оценки этого времени составим уравнение баланса расхода газа.

Первоначальная масса газа в области отрыва равна

$$G_0 = \frac{1}{4} \pi D^2 L \rho_b \quad (9)$$

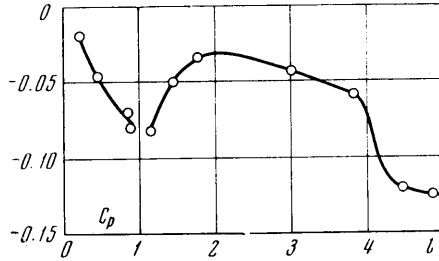
После перестройки, в области донного отрыва масса газа мала по сравнению с G_0 , так что $\Delta G_0 \approx G_0$.

Из области отрыва газ отсасывается по внутренней поверхности пограничного слоя, причем площадь этой поверхности S , поперечная скорость газа на ней v_b и плотность газа ρ_b в процессе перестройки переменны и являются функциями текущего угла поворота потока в точке отрыва. При определении полного расхода газа из области отрыва за время перестройки

$$G_- = \int_0^{\Delta t} S v_b \rho_b dt$$

следует учесть, что в начальный и конечный период процесса отсос газа компенсируется поступлением массы G_+ из области присоединения (смыкания) пограничного слоя. На основании изложенных соображений можно получить ориентировочную оценку

$$\int_0^{\Delta t} (dG_- - dG_+) \approx \frac{1}{4} \pi D L v_b \rho_b \Delta t \quad (10)$$



Фиг. 4. Результаты измерения донного давления при разделении частей модели $M_\infty \approx 3.0$

Величины L , v_b , ρ_b в правой части здесь соответствуют начальному моменту перестройки.

Приравнивая выражения (9) и (10), получаем

$$\Delta t \approx \frac{D}{v_b}, \quad \Delta l = \Delta L/D \approx U/v_b \quad (11)$$

Как и в уравнении (8), здесь масштабом скорости разделения служит поперечная скорость v_b на внутренней границе пограничного слоя, т. е. величина весьма малая по сравнению со скоростью набегающего потока. Для условий рассмотренного аэробаллистического эксперимента $U/u_a \approx 0.075$. При $v_b/u_a \approx 0.035$ из (11) следует

$$\Delta l \approx 2$$

т. е. за время перестройки течения тела должны расходиться на расстояние порядка двух калибров. Это примерно соответствует фактически наблюдаемой картине (фиг. 3) и дает отмеченное выше возрастание величины l_* по сравнению с данными, полученными при продувках неподвижных моделей. Из соотношения (11) следует,



Фиг. 5. Теневые фотографии летящей модели с отделяющейся крышечкой

что если при моделировании процесса соблюдено подобие по величине U/u_a или U/u_∞ , то указанное смещение Δl (в калибрах) будет сохраняться постоянным.

В ряде практических задач требуется рассмотреть процесс отделения от летательного аппарата сравнительно легкого и небольшого (в особенности по продольным размерам) элемента конструкции, например крышки, закрывающей люк в донной части аппарата.

Схематизируя явление, представим, что от летящего со сверхзвуковой скоростью u_∞ корпуса принудительно (т. е. с заданной начальной относительной скоростью U_0 в направлении, противоположном полету) отделяется тонкий диск, диаметр которого меньше диаметра заднего торца или мидела корпуса (фиг. 5). Двигаясь в донной области течения, диск испытывает весьма малое сопротивление, так что абсолютную скорость его в начальный период движения можно считать постоянной, в то время как корпус тормозится аэродинамическими силами. При таких условиях расстояние L между корпусом и диском, увеличившись до некоторого зависящего от U_0 максимального значения L_{max} , будет уменьшаться до нуля. Считая постоянным коэффициент сопротивления корпуса, легко получить соотношения

$$L = \frac{u_\infty^2}{a_1} \ln \left(1 + \frac{a_1 t}{u_\infty} \right) - (u_\infty - U_0)t \quad (12)$$

и

$$L_{max} = \frac{u_\infty^2}{a_1} \left(\ln \frac{u_\infty}{u_\infty - U_0} - \frac{U_0}{u_\infty} \right) \approx \frac{U_0^2}{2a_1} \quad (13)$$

где u_∞ и a_1 — абсолютная скорость и ускорение (торможение) корпуса в начальный момент разделения.

Разделив правую и левую части полученных соотношений на характерный линейный размер, например диаметр корпуса D_1 , переходим к относительному (в калибрах) изменению расстояния между телами l .

Как следует из (12) и (13), величины l и l_{max} при моделировании процесса сохраняются постоянными, если начальное ускорение корпуса будет увеличено пропорционально масштабу линейных размеров модели μ , а скорости u_∞ и U_0 останутся неизменными. Масштаб времени τ при этом уменьшится пропорционально линейному масштабу моделирования.

Относительное движение тел, подобное описываемому соотношением (12), неоднократно наблюдалось при аэробаллистическом эксперименте: при малом начальном импульсе отбрасываемая часть (диск, крышка), отдалившись от корпуса на некото-

рое расстояние, затем вновь сближалась с ним и «прилипала» к его донному торцу (фиг. 5).

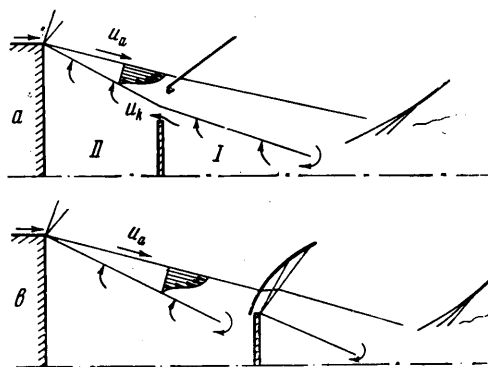
Для определения минимально необходимой скорости отбрасывания надо выяснить, как по мере удаления от корпуса изменяются действующие на диск аэродинамические силы и начиная с какого расстояния L_R они будут достаточными для соопощения диску ускорения (т. е. торможения в абсолютном движении), большего, чем торможение корпуса. Начальный импульс должен обеспечить отбрасывание диска на расстояние $L_{max} \geq L_R$.

Силы, действующие на диск в начальный период движения, когда он полностью помещается внутри донной области отрыва за корпусом, можно определить, воспользовавшись уравнением сохранения массы во всей области отрыва и в части ее, находящейся между корпусом и плоскостью диска (фиг. 6, а). Условия в области присоединения и интенсификация замыкающего скачка уплотнения, которая определяет давление в примыкающей к нему области отрыва, будут такими же, как в обычном донном течении. Поэтому давление p_1 в области I можно найти по известным методам расчета донного давления.

В частности, поскольку высокая точность здесь не требуется, можно использовать упрощенный метод расчета, базирующийся на представлении закономерностей свободного пограничного слоя согласно [2] и [1] и замыкании уравнения сохранения массы в отрывной зоне по схеме Корста [4].

По аналогии с уравнениями (3) и (2) записываем расход газа из области II к внутренней границе пограничного слоя и увеличение массы газа, связанное с увеличением объема области за время dt

$$dG_- + dG_0 = (\rho_b v_b S + \rho_b U F_2) dt = \rho_b u_a F_1 dt \left(\frac{v_b S}{u_a F_1} + \frac{U F_2}{u_a F_1} \right) \quad (14)$$



Фиг. 6. Две схемы отрывного обтекания корпуса и отбрасываемого от него диска

Здесь F_1 — площадь торца корпуса, F_2 — площадь диска, S — площадь усеченной конической внутренней поверхности пограничного слоя между корпусом и диском, ρ_b — плотность газа в отрывной зоне.

Расход $dG_- + dG_0$ компенсируется поступлением газа в область II из области I (фиг. 6, а) по периферии отрывной зоны над диском.

Схематизируя явление, принимаем, что в кольцевом сечении F_k между диском и внутренней границей пограничного слоя движется одномерный поток газа, скорость u_k в котором определяется перепадом давлений в областях I и II. Расход газа за время dt равен

$$dG_k = \rho_k u_k F_k dt \quad (15)$$

Приравняв (14) и (15), после преобразований получаем

$$y(\lambda_k) = \left(\frac{k+1}{2} \right)^{1/(k-1)} \lambda_a \left(\frac{v_b S}{u_a F_k} + \frac{U F_2}{u_a F_k} \right) \quad (16)$$

Здесь $y(\lambda)$ — известная газодинамическая функция [5], λ_k и λ_a — коэффициент скорости соответственно в кольцевом сечении F_k и на внешней границе зоны смешения перед диском.

Задавшись рядом значений угла поворота потока в точке отрыва φ и следуя методике [1], можно найти параметры невязкого потока за точкой отрыва, а также все необходимые характеристики пограничного слоя и значения площадей S и F_k .

По уравнению (16) подбирается вариант расчета, при котором удовлетворяется условие сохранения массы. Перепад давления между областями I и II определяется для данного варианта расчета по величине коэффициента скорости λ_k

$$\Delta p = p_1 [1 - \pi(\lambda_k)] \quad (17)$$

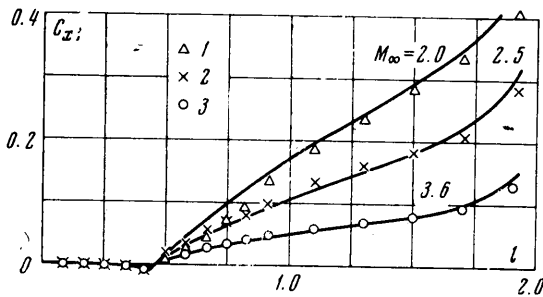
где $\pi(\lambda)$ — известная газодинамическая функция [5], а p_1 — величина давления, определяемая из расчета области I.

Начиная с некоторого расстояния l , зависящего в основном от соотношения между диаметрами корпуса и диска, условие сохранения массы не выполняется ни при каком значении φ , что свидетельствует о невозможности реализации указанной на

фиг. 6, а схемы течения. При этом течение перестраивается — давление в зоне II падает, свободный пограничный слой смыкается на краях диска, и расход газа из области между корпусом и диском восполняется возвратом части пограничного слоя из зоны присоединения его к диску (фиг. 6, в). Расчет течения при таком режиме проводится так же, как и в случае отрывного обтекания двух тел [1], с учетом поправки на относительную скорость U согласно уравнению (8).

Сила, действующая на диск при первой схеме течения, определяется разностью давлений на его заднем и переднем торце и направлена в сторону корпуса. При второй схеме течения к разности сил давления перед и за диском следует прибавить изменение количества движения газа, поступающего из пограничного слоя внутрь области между телами [1].

Результаты расчета коэффициента сопротивления диска C_{x2} по изложенному методу удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными, полученными при продувке осесимметричных моделей в сверхзвуковой аэродинамической трубе. Эти данные приведены на фиг. 7, причем $C_{x2} = \Delta p / q_\infty$, где Δp — измеренная разность давлений на торцах диска, а q_∞ — скоростной напор набегающего потока. Величина относительного расстояния $l_R = L_R / D_1$, на которое необходимо отбросить диск за счет начального импульса, определяется по графику $C_{x2} = f(l)$ в точке,



Фиг. 7. Изменение аэродинамической силы, действующей на отделяемый диск. Сплошная линия — результаты расчета; точки 1, 2, 3 — данные эксперимента в аэродинамической трубе. 1 — $M_\infty = 2$, 2 — $M_\infty = 2,5$, 3 — $M_\infty = 3,6$

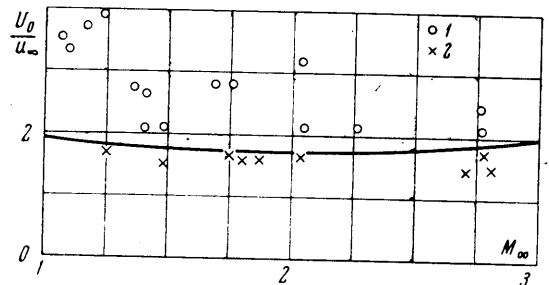
Приравняв l_R величине l_{max} согласно (13) и учитывая приращение кинетической энергии диска за счет работы A , находим требуемую минимальную скорость отбрасывания диска

$$U_0 = (2a_1 L_R - 2A/m_2)^{1/2} = \left[2a_1 D_1 \left(l_R - \frac{F_2 m_1 A_R}{F_1 m_2 C_{x1}} \right) \right]^{1/2} \quad (18)$$

Здесь m_1 , C_{x1} — масса и коэффициент сопротивления корпуса, m_2 — масса диска. Для проверки полученных приближенных соотношений был проведен эксперимент на аэробаллистической трассе, описанной выше. От свободно летящей цилиндри-

чески модели при помощи предварительно протарированного порохового заряда отстреливалась легкая крышка. В зависимости от величины заряда и соответственно начальной скорости отбрасывания U_0 , крышка либо полностью отделялась от корпуса, либо догоняла его и далее двигалась совместно, что определялось по серии искровых фотографий движущихся тел. На фиг. 8 показаны результаты испытаний, а также расчетная кривая $(U_0/u_\infty)_{min}$, которая примерно и разделяет две указанные области.

Потребная начальная скорость отбрасывания крышки для испытуемой модели оказалась равной примерно 2% скорости полета; эта величина для данных условий полета будет, согласно (18), зависеть также от соотношения поперечных раз-



Фиг. 8. Результаты экспериментальной проверки схемы процесса разделения корпуса и диска на аэробаллистической трассе точки: 1 — диск отделился; 2 — диск не отделился; сплошная линия — расчетная величина требуемой скорости разделения

зависеть также от соотношения поперечных раз-

меров и масс разделяемых тел. Если относительная скорость U придается отбрасываемому диску не мгновенно, а за некоторое время Δt , то при прочих равных условиях потребная величина U_0 оказывается большей; при постоянном ускорении (например, под действием постоянной по величине тяги какого-либо разделяющего двигателя, установленного на отбрасываемой части) диску необходимо сообщить скорость

$$U_0 = \frac{1}{2}a_1\Delta t + (\frac{1}{4}a_1^2\Delta t^2 + 2a_1L_R - 2A/m_2)^{1/2}$$

Очевидно, что расхождение тел за время Δt должно быть меньше, чем L_R .

Поступило 10 V 1968

ЛИТЕРАТУРА

1. Карпов Ю. Л., Семенкевич Ю. П., Черкез А. Я. Расчет отрывного течения между двумя телами. Изв. АН СССР, МЖТ, 1968, № 3.
2. Абрамович Г. Н. Теория турбулентных струй. М., Физматгиз, 1960.
3. Мишин Г. И. Измерение донного давления в свободном полете. Изв. АН СССР, Механика и машиностроение, 1963, № 6.
4. Корст Г. Теория определения донного давления в околосзвуковом и сверхзвуковом потоках. Сб. перев. Механика, 1957, № 5.
5. Абрамович Г. Н. Прикладная газовая динамика. М., Гостехиздат, 1953.

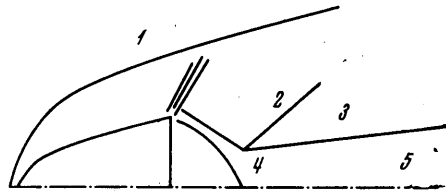
ГИПЕРЗВУКОВОЙ СЛЕД ЗА ЗАТУПЛЕННЫМИ ТЕЛАМИ

К. С. ХОРОШКО (Москва)

Приводятся численные результаты расчетов ламинарного и турбулентного следов за затупленными телами, движущимися с гиперзвуковой скоростью. Рассматривается случай чистого воздуха. Расчеты проведены методом конечных разностей. Учтено влияние градиента давления и неравновесного протекания химических реакций на параметры течения в следе, развивающемся в вихревом внешнем потоке.

Проведено сравнение с численными результатами, полученными по методу интегральных соотношений.

1. **Постановка задачи и основные соотношения.** В настоящее время исследование течения в следе посвящен целый ряд работ [1-4], однако точным численным методом исследовался след, развивающийся в однородном внешнем потоке. В данной работе исследуется след за затупленными осесимметричными телами. К решению задачи применен конечно-разностный метод, описанный в работе [4] при обобщении его на любой внешний поток.



Фиг. 1

Рассматривается задача о течении реагирующей смеси газов в области, расположенной вниз по потоку от горла следа. Схема течения представлена на фиг. 1, на которой: 1 — головной скачок, 2 — хвостовой скачок, 3 — внешний невязкий след, 4 — горло следа, 5 — вязкий след. Предполагается, что в этой области можно использовать уравнения пограничного слоя. Далее предполагается, что массовая диффузия в ионизованном воздухе, состоящем из компонент $O_2, N_2, NO, O, N, NO^+, e$, описывается законами бинарной диффузии. Если принять, что электроны диффундируют вместе с NO^+ , то воздух будет смесью, в которой все молекулы (все атомы) имеют приблизительно одинаковый молекулярный вес, и поэтому она может рассматриваться в первом приближении как двухкомпонентная смесь атомов и молекул. Течение рассматривается при постоянных числах Льюиса и Прандтля, хотя метод расчета допускает произвольное задание этих чисел.

Уравнения пограничного слоя для реагирующей смеси записываются в переменных Мизеса x и ψ

$$\psi \frac{\partial \psi}{\partial y} = \rho u y, \quad \psi \frac{\partial \psi}{\partial x} = -\rho v y \tag{1.1}$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} = -\frac{1}{\rho u} \frac{d\rho}{dx} + \frac{1}{\psi} \frac{\partial}{\partial \psi} \left(\frac{\rho \mu y^2}{\psi} \frac{\partial u}{\partial \psi} \right)$$