

РАСЧЕТ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ТУРБУЛЕНТНОГО БЛИЖНЕГО СЛЕДА ЗА УСТУПОМ СО СВЕРХЗВУКОВОЙ СТРУЕЙ

А. Н. Антонов

(Москва)

Существующие расчетные методы [1—5] не дают возможности проводить расчеты сложных течений за уступами с учетом влияния неравномерности пабегающего сверхзвукового потока, влияния волн сжатия и разрежения, приходящих в область ближнего следа. Так, методы расчета, построенные на основе методов [1] или [2], применяются в основном при равномерном сверхзвуковом потоке перед донным срезом и в своем большинстве не могут быть использованы для расчета течений в кольцевых соплах при нерасчетных режимах. Исключение составляет работа [6], в которой проводится исследование течения за центральным телом кольцевого сопла с цилиндрической обечайкой.

В данной работе на основе работ [7, 8] предложен метод расчета донного давления за плоскими и осесимметричными уступами, омываемыми сверхзвуковой струей.

Обозначения

x, y — продольная и поперечная координаты; X, Y — преобразованные координаты; $\delta, \delta^*, \delta^{**}$ — толщина пограничного слоя, толщина вытеснения, толщина потери импульса сжимаемого пограничного слоя; $\theta, \theta^*, \theta^{**}$ — толщина слоя, толщина вытеснения, толщина потери импульса несжимаемого пограничного слоя; u, U — скорости в сжимаемом и несжимаемом пограничных слоях; ρ, ρ' — плотности сжимаемого и несжимаемого слоев; μ, μ' — динамический коэффициент вязкости сжимаемого и несжимаемого пограничных слоев; M — число Маха; p — давление; a — скорость звука; I — энтальпия; τ — напряжение трения; Pr — число Прандтля; b — глубина уступа; r, r_1, r_2 — радиус, радиус донной части тела, радиус донной державки; ν — угол Прандтля — Майера; $\varepsilon = 0$ — для плоского течения; $\varepsilon = 1$ — для осесимметричного течения.

Индексы

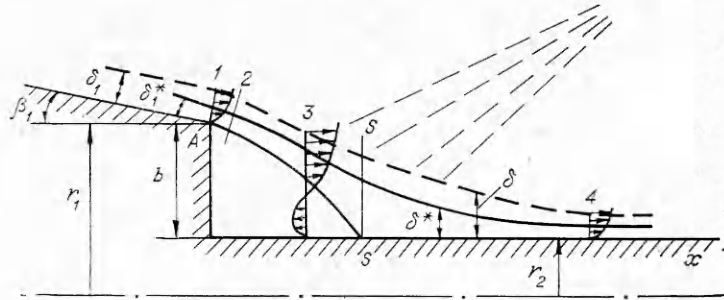
0 — заторможенный поток; 1 — на внешней границе пограничного слоя или перед уступом; 2 — на внешней границе зоны смешения непосредственно за уступом; w — параметры на стенке; плюс — в области взаимодействия; минус — в области изобарического течения.

$$h = \delta^*/\delta^{**}, h^* = \delta^*/\delta, h^{**} = \delta^{**}/\delta, H = \theta^*/\theta^{**}, H^* = \theta^*/\theta, \\ H^{**} = \theta^{**}/\theta, \kappa = c_p/c_v,$$

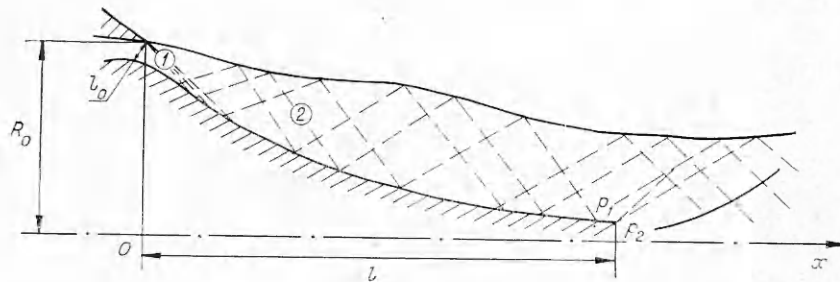
$$\tau_w = \gamma^2 \rho_1 u_1^2, \tau'_w = \Gamma^2 \rho'_1 U_1^2, \lambda^2 = \left| \frac{\delta^*}{u_1} \frac{du_1}{dx} \right|, \Lambda^2 = \left| \frac{\theta^*}{U_1} \frac{dU_1}{dX} \right|,$$

$$v = \left(\frac{\kappa + 1}{\kappa - 1} \right)^{1/2} \arctg \left(\frac{\kappa - 1}{\kappa + 1} (M^2 - 1) \right)^{1/2} - \arctg \sqrt{M^2 - 1}, \quad p^0 = p_2/p_1.$$

1. Рассмотрим приближенную схему течения в донной области за уступом, которая представляет собой схему типичного взаимодействия турбулентного пограничного слоя с внешним идеальным потоком (фиг. 1). Между сечениями 1 и 2 происходит расширение потока, AS — линия постоянного расхода, S — критическая точка. Штриховой линией обозначена граница пограничного слоя. Непосредственно за телом между сечениями 2 и 3 располагается изобарическая отрывная область, так что течение взаимодействия начинается с некоторого сечения 3. Расчет взаимодействия вязких слоев с внешним идеальным потоком (струей) проводим в рамках уравнений пограничного слоя. Согласно работе [7], в об-



Ф и г. 1



Ф и г. 2

ласти взаимодействия можно записать следующую систему уравнений:

$$(1.1) \quad d\delta^*/dx = F_0(M, \delta^*, \theta^{**}, \beta), \quad d\theta^{**}/dx = F_1(M, \delta^*, \theta^{**}), \\ dM/dx = F_2(M, \delta^*, \theta^{**}),$$

$$\text{где } F_0 = \operatorname{tg} \beta + D; \quad F_1 = \Gamma^2 \xi - F_2 \frac{\theta^{**}}{M} (H + 2) - \frac{\varepsilon \theta^{**}}{r} \frac{dr}{dx};$$

$$F_2 = -\frac{A^* M \Lambda^2}{T^0 H \delta^{**}}; \quad F_3 = M \frac{p_1}{p_{01}} \frac{a_{01}}{a_1}; \quad F_3' = \frac{dF_3}{dM}; \quad A^* = A^*(M^*); \quad M^* = \frac{M_2 + M_4}{2};$$

$$D = \frac{\delta^*}{F_3} \left(\frac{1}{h^*} - 1 \right) F_2 F_3'; \quad \xi = \frac{A^*}{T^0} \left(\frac{I_1}{I_{01}} \right)^{0,5\vartheta}; \quad \theta^{**} = \delta^{**} \left(\frac{I_1}{I_{01}} \right)^{0,5} \frac{\rho_1}{\rho_{01}};$$

$$T^0 = 0,5 I_w / I_{01} + 0,22 P r^{1/3} + (0,5 - 0,22 P r^{1/3}) I_1 / I_{01};$$

$$\vartheta = (\kappa + 1) / (\kappa - 1);$$

$$(1.2) \quad h^* = \frac{H I_{01} / I_1 + 0,5 (\kappa - 1) M^2}{H / H^* + 0,5 (\kappa - 1) M^2 (H + 1)};$$

$$(1.3) \quad h = H I_{01} / I_1 + (I_{01} / I_1 - 1).$$

Здесь M — число Маха на границе пограничного слоя; β — угол между вектором скорости на границе слоя и осью Ox . Первое уравнение системы (1.1) получено для изменения толщины вытеснения из соотношения работы [2], которое учитывает подмешивание идеальной части потока в пограничный слой, второе — уравнение импульсов, третье представляет собой связь параметра градиента давления сжимаемого пограничного слоя с параметром градиента давления несжимаемого слоя. Соотношения между параметрами несжимаемого турбулентного слоя H , H^* , Γ , Λ , входящими в систему уравнений (1.1) в области течения между сечениями SS и 4 (присоединенный пограничный слой, см. фиг. 1), считаются извест-

ными и выбираются в виде зависимостей $H = H(\Lambda)$, $\Gamma = \Gamma(H)$, $H^* = H^*(H)$, представленных в работе [7].

Значение Λ меняется от $\Lambda = 0$ (безградиентный поток) до $\Lambda_S = 0,4$ (значение параметра градиента давления Λ в точке отрыва или присоединения пограничного слоя). Для зоны отрывного градиентного течения с обратными токами, т. е. в области течения между сечениями 3 и SS (см. фиг. 1), величины H и Λ связаны линейной зависимостью $H = H_3 + 10(H_S - H_3)\Lambda$ ($0 \leq \Lambda \leq \Lambda_S$, H_3 — формпараметр несжимаемого пограничного слоя в начальном сечении взаимодействия пограничного слоя с внешним идеальным потоком), а значение Γ можно положить приближенно $\Gamma = 0$. Зависимость A^* от M^* , полученная путем обработки экспериментальных результатов, указана в работе [7]. В процессе расчетов на каждом шаге по x при интегрировании системы уравнений (1.1) определяются параметры M , δ^* , θ^{**} и находится толщина потери импульса δ^{**} . Затем рассчитываются дополнительные параметры пограничного слоя h , H , Λ , Γ , H^* , h^* при использовании соотношений (1.1)—(1.3) и зависимостей, представленных на фигурах работы [7].

При определении течения в донной области рассматривается взаимодействие пограничного слоя с внешним идеальным сверхзвуковым потоком. В случае плоского течения при равномерном потоке перед донным срезом для расчета безграничного идеального потока используется соотношение Прандтля — Майера, связывающее угол поворота вектора скорости на границе пограничного слоя с изменением числа Маха

$$(1.4) \quad \beta = v(M_1) - v(M) + \beta_1.$$

Это соотношение позволяет замкнуть задачу (имеем неизвестные M , δ^* , θ^{**} , β и уравнения: три дифференциальных в системе (1.1) и уравнение (1.4)). При решении системы уравнений (1.1) совместно с (1.4) имеет место влияние пограничного слоя на идеальное течение, а также идеального потока на пограничный слой. Такое взаимодействие вязкого и невязкого потоков характерно для течения в донной области. В том случае, если течение осесимметричное, для расчета внешнего идеального потока (чтобы получить параметр β) используется метод характеристик (см. [7, 8]), который удобно также применять в случае, если поле течения перед донным срезом неравномерное и содержит волны сжатия и разрежения.

Зная параметры M , δ^* , θ^{**} , β в начальном сечении пограничного слоя 3, можно проводить интегрирование системы уравнений (1.1) вплоть до конечного сечения 4. Начальные условия для системы уравнений (1.1), описывающей течение взаимодействия в ближнем следе за уступом, определяются из условия склеивания этого течения с течением в изобарической зоне смещения [7]. Толщину пограничного слоя, толщину вытеснения, толщину потери импульса, число M и угол между вектором скорости на границе пограничного слоя и осью Ox перед уступом обозначим через δ_1 , δ_1^* , δ_1^{**} , M_1 , β_1 . Рассматривая сначала плоское течение, примем, что в сечении 2, где значение угла $\beta_2 = v(M_1) - v(M_2) + \beta_1$, возникает пограничный слой с параметрами M_2 , δ_2 , δ_2^* , δ_2^{**} . Соотношения между параметрами δ_1^{**} и δ_2^{**} выберем в виде [3]

$$\delta_2^{**}/\delta_1^{**} = f = (\rho_1 u_1 M_1^2)_1 / (\rho_1 u_1 M_1^2)_2.$$

Определим параметры в изобарической зоне течения. Из второго соотношения системы (1.1) вычислим толщину вытеснения δ_-^* , а затем,

используя условие сохранения массы и условие сохранения импульса в изобарической зоне, определим толщину потери импульса δ_-^{**}

$$(1.5) \quad \delta_-^* = (\delta_1^* + b) + \varphi_- x, \quad \delta_-^{**} = \delta_2^{**}, \quad \varphi_- = \operatorname{tg} \beta_2 \quad (M_- = M_2).$$

Склеивание течения взаимодействия и изобарического течения производится при условии сохранения толщины вытеснения и толщины потери импульса в сечении 3

$$(1.6) \quad \delta_{3-}^* = \delta_{3+}^*, \quad \delta_{3-}^{**} = \delta_{3+}^{**}.$$

Этих двух соотношений достаточно, чтобы определить параметры δ_{3+}^* и δ_{3+}^{**} , если известна длина изобарической области x_3 . Рассчитав x_3 по методу работы [4], из соотношений (1.5), (1.6) получим

$$(1.7) \quad \delta_{3+}^* = (\delta_1^* + b) + x_3 \operatorname{tg} \beta_2, \quad \delta_{3+}^{**} = f \delta_1^{**}, \quad M_{3+} = M_2.$$

Эти равенства служат начальными граничными условиями при интегрировании системы уравнений (1.1). Для осесимметричного течения начальные граничные условия имеют вид

$$(1.8) \quad \delta_{3+}^* = (\delta_1^* + b) + \int_0^{x_3} \operatorname{tg} \beta dx, \quad \delta_{3+}^{**} = \frac{r_1}{r_2} f \delta_1^{**}, \quad M_{3+} = M_2.$$

В случае равномерного течения перед донным срезом условия течения на плоской пластине или цилиндрической поверхности $\beta_4 = 0$, $\Lambda_4 = 0$ служат конечными граничными условиями в сечении 4. При решении краевой задачи для системы дифференциальных уравнений (1.1) проводится интегрирование системы от сечения 3 в направлении основного течения до сечения 4; при этом методом «пристрелки» подбирается значение M_2 (или p_2) такое, чтобы в сечении 4 получить параметры $\beta_4 = 0$ и $\Lambda_4 = 0$.

Как показывает эксперимент [9], при неравномерном потоке перед донным срезом, а также в присутствии волн разрежения течение в ближнем следе имеет те же характерные особенности, что и в случае равномерного потока. Однако в этом случае конечные граничные условия для системы (1.1) требуют дополнительного обоснования. Оценим параметр β_4 в конечном сечении зоны взаимодействия (в сечении 4) при $\Lambda_4 = 0$. Для этого переведем уравнения сжимаемого пограничного слоя к виду уравнений несжимаемого пограничного слоя и запишем уравнения для нулевого и первого момента импульса при $r_2 = \operatorname{const}$ [4]

$$(1.9) \quad \frac{d\theta^{**}}{dX} + \frac{\theta^{**}}{U_1} \frac{dU_1}{dX} (H + 2) = 1^2;$$

$$(1.10)$$

$$\theta^{**} \frac{dH}{dX} = \frac{H(H+1)(H^2-1)}{2} \frac{\theta^{**}}{U_1} \frac{dU_1}{dX} + H(H^2-1)\Gamma^2 + (H+1) \times \\ \times (H^2-1) \int_0^1 \Gamma_*^2 d(Y/\theta)$$

(здесь $\Gamma_*^2 = \tau/\rho U_1^2$).

Подставив в уравнения (1.9), (1.10) значение $\Lambda_4 = 0$ и учитывая первое уравнение системы (1.1), получим

$$\operatorname{tg} \beta_4 = \Gamma^2 \frac{I_{01}}{I_1} \frac{A^*}{T^0} \left\{ \left(H - 1 - \frac{I_1}{I_{01}} \right) - (H + 1)(H^2 - 1) b_w \right\},$$

где $b_w = \int_0^1 (\Gamma_*/\Gamma)^2 d(Y/\theta)$, $0 < b_w < 1$.

Задавая экспериментальные значения донного давления и вычислив β_1 и β_4 (для $M_1 = 1,4-4$), оценим параметр $\beta_4^0 = |\beta_4/\beta_1| \leq 0,03$. Расчеты показывают, что распределение давления в зоне взаимодействия практически не зависит от параметра β_4 , если имеет место $\beta_4^0 \leq 0,03$. Поэтому для удобства примем в качестве конечных граничных условий для неравномерного потока перед донным срезом условия следующего вида: $\beta_4 = 0$ и $\Lambda_4 = 0$. Эти граничные условия совпадают с конечными граничными условиями при равномерном потоке перед уступом. При расчете донного давления за уступом по предложенному методу необходимо предварительно определить параметры пограничного слоя перед его отрывом $\delta_1, \delta_1^*, \delta_1^{**}$. Затем задается значение числа M_2 в изобарической зоне (нулевое приближение) и рассчитываются параметры M, δ^*, δ^{**} и β в сечении начала взаимодействия Z по соотношениям (1.7) или (1.8) для плоского или осесимметричного течения соответственно. После этого проводится интегрирование дифференциальных уравнений (1.1) вплоть до сечения, в котором $\Lambda = 0$. Это сечение принимается за конечное сечение Z . Если имеет место $\beta_4 \neq 0$, то задается новое значение M_2 , и так (процесс «пристрелки») до тех пор, пока не получим с заданной точностью значение $\beta_4 = 0$. Метод позволяет проводить расчеты течений в донной области как при равномерном, так и при неравномерном потоке перед донным срезом, а также при наличии воли разрежения и сжатия, приходящих в область ближнего следа. Предлагаемый метод применялся при радиусе донной державки $r_2 \gg \delta_1$. Как показывает эксперимент [4], при изменении относительного размера донной державки r_2/r_1 от нуля до 0,3 донное давление меняется незначительно ($\sim 5\%$). Поэтому для случая отсутствия донной державки можно использовать предложенный метод при ее относительном размере $r_2/r_1 \leq 0,3$. Расчет донного давления за укороченным центральным телом кольцевого сопла проводился по предложенному выше методу при размере донной державки $r_2/r_1 = 0,3$.

2. Рассматривается течение в донной области укороченного центрального тела кольцевого сопла. Имеющиеся в настоящее время публикации [10, 11] в основном посвящены численному и экспериментальному исследованию расчетных режимов кольцевых сопел с полноразмерным центральным телом. Нерасчетные режимы работы кольцевого сопла с прикрытой обечайкой и полноразмерным центральным телом рассматриваются в работе [12], в которой проводится подробное как экспериментальное, так и теоретическое исследование течений, когда внешнее давление p_H превышает давление p_a , определенное в одномерном приближении по отношению площади выходного сечения сопла к площади критического сечения. Используя метод характеристик, удается рассчитать течение в кольцевой струе, обтекающей центральное тело. При этом в струе не возникают скачки уплотнения и присутствуют только волны сжатия и разрежения. Условие получения минимума суммарных потерь с учетом трения, весового эквивалента и других факторов приводит к тому, что в реальных условиях практический интерес представляют сопла с укороченным центральным телом.

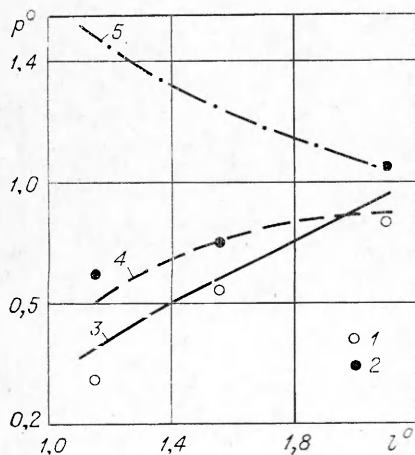
ченным центральным телом. На торец такого тела действует донное давление, которое в общем случае должно улучшать тяговые характеристики кольцевого сопла.

Был проведен по предложенному выше методу расчет донного давления за укороченным центральным телом кольцевого сопла с прикрытой обечайкой, рассчитанного на число $M_a = 3,71$. Нерасчетности n менялись от 0,1 до 0,6 ($n = p_a/p_H$, $p_a = \pi(M_a)p_0$).

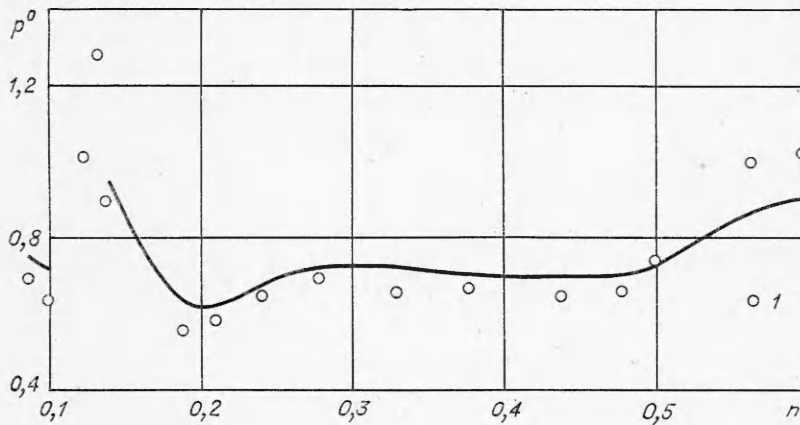
Расчет сравнивается с результатами экспериментов, выполненных Ф. А. Виленским на воздухе, причем характерные размеры кольцевого сопла равнялись $R_0 = 51$ мм и $l_0/R_0 = 0,06$, размеры укороченного центрального тела менялись в диапазоне $1 < l^0 < 2,1$ ($l^0 = l/R_0$, l — длина центрального тела). Картина течения в кольцевой струе, обтекающей укороченное центральное тело, представлена на фиг. 2. Волны разрежения 1, идущие от кромки обечайки, отражаются от поверхности центрального тела и приходят на границу струи, от которой отражаются волнами сжатия 2. Таким образом, между телом и границей струи реализуется сложное течение, в котором имеются как волны разрежения, так и волны сжатия. Это течение рассчитывалось методом характеристик [12] Т. Г. Волконской. Для того чтобы провести расчет донного давления за укороченным центральным телом кольцевого сопла (а также рассчитать течение в струе после поворота потока за донным срезом), предварительно для каждого значения l^0 и n по методу работы [12] рассчитывалось течение перед донным срезом и по распределению давления на центральном теле находились по методу работы [13] характерные толщины пограничного слоя δ_1^* и δ_1^{**} . Далее проводился расчет течения в донной области, причем при расчете внешнего идеального потока (идеальной сверхзвуковой струи) использовались параметры течения на характеристике первого семейства, выходящей из угловой точки донного торца и приходящей на границу струи.

Результаты расчетов донного давления p^0 по предложенному методу при нерасчетностях $n = 0,148$ и $n = 0,6$ приведены на фиг. 3 (расчетные кривые 3 и 4), экспериментальные результаты показаны точками 1 и 2 соответственно для $n = 0,148$ и 0,6. Видно, что расчет удовлетворительно согласуется с результатами экспериментов. Отметим, что возмущения внешнего потока (в данном случае в виде волн разрежения) оказывают существенное влияние на течение, уменьшая донное давление.

Если провести расчет при $n = 0,148$ без учета этих возмущений (например, по методу работы [14] с использованием предложенной в ней эквивалентной поверхности и интерполяционной зависимости), то результаты расчета (кривая 5) сильно отличаются от экспериментальных данных. Надо отметить, что при $l^0 = 2,12$ и $n = 0,148$ в донную область приходит очень слабая волна разрежения. Поэтому расчетные кривые 3 и 5, полученные по предложенному методу и по методу работы [14], приближаются друг к другу. При $l^0 = 1,1$ и $n = 0,148$ в донную область попадает интенсивная волна разрежения, число Маха на характеристике первого семейства, выходящей из угловой точки торца, меняется от $M_1 = 1,96$



Ф и г. 3

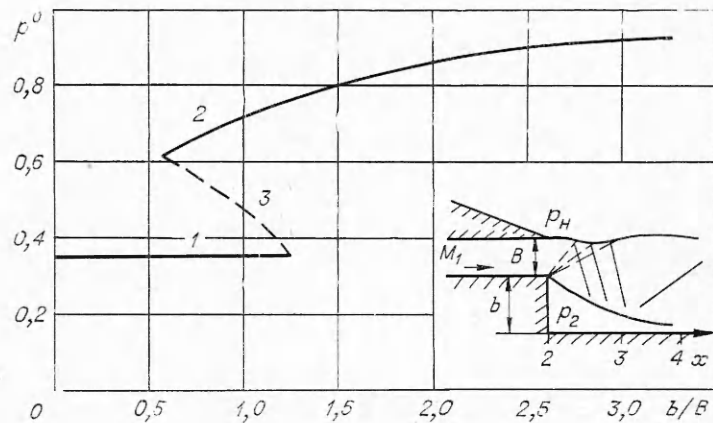


Фиг. 4

на поверхности центрального тела до $M_2 = 2,4$ на границе струи, а угол между вектором скорости и осью Ox меняется от $-14,5^\circ$ до нуля. Это приводит к существенному занижению донного давления. Проведенные исследования (например, при $n = 0,6$ и $l^0 = 1,5-2,1$) показывают, что волна сжатия, приходящая в донную область, увеличивает донное давление. С ростом интенсивности этой волны происходит подъем донного давления, и при некоторой ее интенсивности может наступить момент, когда $p^0 > 1$. В этом случае от края донного среза отходит скачок уплотнения.

Так как расчетная программа на ЭВМ не была приспособлена для расчета течения со скачком уплотнения, то проводился расчет только при $p^0 \leq 1$. На фиг. 4 точками 1 представлена зависимость донного давления от изменения нерасчетности n при $l^0 = 2,1$, полученная экспериментально. Донное давление при изменении нерасчетности меняется от значения 0,56 до 1,27, причем максимумы p^0 наблюдаются при $n \approx 0,13$ и 0,6. Для диапазона нерасчетностей $0,12 \leq n \leq 0,14$ донное давление становится больше единицы. Расчеты течения, выполненные с помощью метода характеристик перед донным срезом [12] для этого диапазона нерасчетностей ($0,12 \leq n \leq 0,14$), показывают, что в донную область приходит сильная волна сжатия. На фиг. 4 нанесены результаты нашего расчета (сплошная линия) для области значений $p^0 < 1$. Проведенные расчеты показывают, что предложенный метод может применяться для определения донного давления за укороченным центральным телом кольцевого сопла с прикрытой обечайкой.

3. В ряде конструкций может встретиться случай, когда донное давление за плоским уступом, образованным элементами конструкции, зависит от поперечного размера струи, протекающей над ступенькой. Рассмотрим течение в донной области за плоским уступом, обтекаемым сверхзвуковой струей при нерасчетности $n = p_1/p_H = 1$ (фиг. 5). Возмущения, возникающие у края уступа в виде волн разрежения, распространяясь в струе, приходят на ее границу и, отразившись волнами сжатия, попадают в донную область, влияя на течение в ней. Возникает сложное взаимодействие турбулентного следа с внешней сверхзвуковой струей. Записав граничные условия на границе струи, т. е. $p_2 = p_H = \text{const}$, можно, используя предложенный выше метод, вычислить донное давление. Результаты расчета при $M_1 = 2$, $\beta_1 = 0$, $\delta_1^*/b = 0,02$ и $n = 1$ приведены на фиг. 5, где B — ширина струи, b — глубина уступа, p_H — давление в затопленном пространстве, в которое втекает струя. В отличие от



Фиг. 5

расчетов, выполненных в п. 2 для кольцевой струи при $n = 0,1-0,6$ и $l^0 = 1-2,2$ и дающих единственное решение задачи, в данном случае (при $M_1 = 2$, $n = 1$, $b/B = 0,58-1,23$) получаем три решения. В области $0 < b/B < 0,58$ и $1,23 < b/B < 3,33$ реализуется одно решение. С увеличением параметра b/B от нуля до 0,58 донное давление остается постоянным и изменение ширины струи не влияет на течение в донной области. Это объясняется тем, что волны сжатия, идущие от границы струи, не попадают в область ближнего следа (2-3-4). При изменении b/B в диапазоне от 1,25 до 3,33 донное давление растет, причем в зону взаимодействия за уступом приходит волна сжатия, приводящая к росту донного давления. При $0,58 < b/B < 1,25$ существуют три решения (см. фиг. 5, кривые 1-3). При втором решении волна сжатия приходит в зону взаимодействия турбулентного пограничного слоя с внешним сверхзвуковым потоком 2-3-4. При первом решении волна сжатия не попадает в зону взаимодействия, и длина зоны 2-3-4 короче длины этой зоны, соответствующей второму решению. Третье решение — промежуточный случай, когда волна сжатия только небольшой своей частью попадает в зону взаимодействия в окрестности сечения 4.

Таким образом, при неравномерном потоке, несущем волны сжатия и разрежения, взаимодействие турбулентного следа с внешним сверхзвуковым потоком (сверхзвуковой струей) может носить более сложный и неоднозначный характер, чем взаимодействие турбулентного следа с внешним сверхзвуковым равномерным безграничным потоком.

Поступила 7 VII 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. Корет Г. Теория определения донного давления в околосубзвуковом и сверхзвуковом потоках.— Сб. пер. Механика, 1957, № 5 (45).
2. Крокко Л., Лиз Л. Теория смещения для определения взаимодействия диссипативного и почти изэнтропического потоков.— «Вопросы ракетной техники», 1953, № 2.
3. Nash J. An analysis of two-dimensional turbulent base flow including the effect of the approaching boundary layer. L., 1963, (ARC RM, N 3344).
4. Medonald H. The turbulent supersonic base pressure problem a comparison between a theory and some experimental evidence.— «Aeronaut. Quart», 1966, N 17, p. 2.
5. Alber J. E., Lees L. Integral theory for supersonic turbulent base flow.— «AIAA J.», 1968, vol. 6, N 7.

6. Сьюл, Мюллер. Поле течения и донное давление в соплах с центральным телом.— «Вопросы ракетной техники», 1974, № 2.
7. Антонов А. Н. Расчет взаимодействия турбулентного пограничного слоя с внешним сверхзвуковым потоком за уступом.— «Изв. АН СССР. МЖГ», 1971, № 3.
8. Антонов А. Н. Расчет взаимодействия турбулентного пограничного слоя с внешним сверхзвуковым потоком на вогнутом угле и на сферической кормовой части тела.— ПМТФ, 1976, № 1.
9. Charvat A. F., Burghart G. H., Nurick W. H. Base wakes in accelerated supersonic free streams.— «Heat Transfer and Fluid Mech. Inst.», 1967, N 2.
10. Пирумов У. Г., Рубцова В. А. Расчет осесимметричных сверхзвуковых кольцевых сопел.— «Изв. АН СССР. Механика и машиностроение», 1961, № 6.
11. Migdal, Horgan, Chamay. An experimental evaluation of plug cluster nozzles.— «AIAA J.», 1964, N 7.
12. Виленский Ф. А., Волконская Т. Г., Грязнов В. П., Пирумов У. Г. Исследования нерасчетных режимов осесимметричного кольцевого сопла с центральным телом.— «Изв. АН СССР. МЖГ», 1972, № 4.
13. Авдусевский В. С., Антонов Б. М., Анфимов Н. А. Основы теории полета космических аппаратов.— М., «Машиностроение», 1972.
14. Юделович М. Я. Приближенная методика расчета донного давления для тел сферической формы.— «Изв. АН СССР. Механика», 1965, № 3.

УДК 532.516

ОБРАЗОВАНИЕ НЕПРОТОЧНЫХ ОБЛАСТЕЙ В ПРИОСЕВОЙ ЗОНЕ ВИХРЕВОЙ ЯЧЕЙКИ

М. В. Башкатов

(Новосибирск)

Как известно [1], закрученные течения во многих случаях сопровождаются появлением вторичных течений (возвратные течения для случая закрученных струй или центральные зоны в циклонных аппаратах). Возможность появления приосевого обратного тока на начальном участке трубы для однородного закрученного по закону твердого тела потока на входе показана аналитически в [2]. Интересные результаты по численному расчету течения в состыкованных трубах, одна из которых вращается, а другая покоится, представлены в [3]. Оказывается, что если покоится первая (по ходу течения) труба, то в пристеночной области образуется застойная зона, а если вторая — зона располагается у оси. Здесь и далее под застойными зонами понимаются области замкнутого циркуляционного течения, куда поток не проникает.

Возникновение вторичных течений при наличии крутки объясняется нарушением равновесия между силами давления и центробежными силами. Например, при вращении диска в покоящейся среде [1] частицы жидкости у поверхности диска за счет вязкого трения получают приращение азимутальной скорости, а так как проникающее из объема давление не компенсирует центробежной силы, то частицы отбрасываются в радиальном направлении. Известны различные механизмы образования центральных полостей в закрученных течениях [4].

В данной работе рассматриваются некоторые особенности течения жидкости в вихревой камере (фиг. 1). Показывается, что если жидкость вязкая, несжимаемая, некапельная, то образование застойных зон в приосевой области вихревой камеры происходит вследствие диффузии вихря с оси симметрии. Вихревую камеру можно разбить на ячейки (на фиг. 1 вихревая ячейка выделена штрихом) и течение рассматривать только в вихревой ячейке, так как картина течения симметрична относительно плоскостей $z = \pm l(n + 1/2)$.