

## ОТРЫВНЫЕ ТЕЧЕНИЯ ОКОЛО ЦИЛИНДРА С ПЛОСКИМ ТОРЦОМ

В. И. МЫШЕНКОВ

(Москва)

Численно, в рамках уравнений Навье — Стокса, решается задача продольного (осесимметричного) обтекания вязким совершенным теплопроводным газом цилиндра с плоским передним торцом при дозвуковых и трансзвуковых скоростях набегающего потока.

Исследуется течение в окрестности угловой кромки цилиндра и изучается возникновение и развитие отрывного течения на его боковой поверхности. Определяются тепловые потоки к поверхности цилиндра и влияние температуры поверхности стенки на развитие отрыва. На основе проведенных исследований получены зависимости критического числа Рейнольдса возникновения отрывного течения  $Re_0$  от числа Маха набегающего потока для исследуемых тел.

В [1] исследовалось возникновение бокового отрыва вязкого теплопроводного газа на длинной пластине с плоским передним срезом (торцом) при различных числах Маха набегающего потока. Была построена зависимость критического числа Рейнольдса  $Re_0$ , при котором возникает отрывное течение за угловой кромкой на боковой поверхности, в зависимости от числа  $M$ . Исследование было проведено до  $M=0.9$ , поскольку при больших числах  $M$  и  $Re$  проявились явные признаки неустойчивости используемой расчетной разностной схемы — схемы Лакса — Вендроффа ( $L-W$ ).

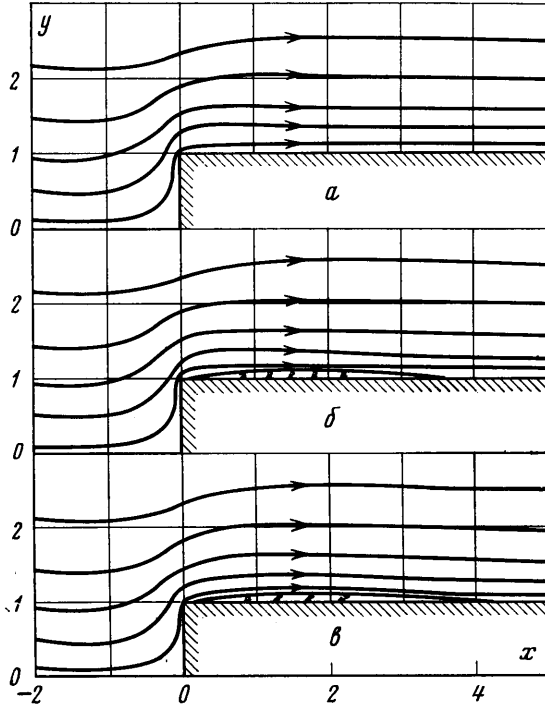
Настоящая работа является развитием работы [1] в части исследования перестройки течения при числах  $M$ , больших 0.9, и получения критической кривой  $Re_0=f(M)$  в широком диапазоне чисел  $M$  для случая осесимметричного течения. Результаты получены с помощью разностной схемы расщепления [2], обладающей рядом существенных преимуществ по сравнению со схемой  $L-W$ .

**1. Постановка задачи.** Рассмотрим осесимметричное обтекание длинного цилиндра с плоским передним срезом (плоским торцом) потоком вязкого совершенного теплопроводного газа при условии, что параметры потока (либо их производные) заданы на границах исследуемой области: на поверхности тела и на бесконечности по  $x$ ,  $y$  ( $x$ ,  $y$  — цилиндрические координаты).

Задачу будем решать в рамках уравнений Навье — Стокса конечно-разностным методом установления, предполагая существование и единственность решения при достаточно гладких краевых условиях. Используемая система уравнений приведена в [3]. В качестве определяющих параметров примем плотность, скорость и вязкость набегающего потока на бесконечности  $\rho_\infty$ ,  $u_\infty$ ,  $\mu_\infty$ , а в качестве характерного размера — радиус цилиндра  $r_0$ . Внутреннюю энергию в набегающем потоке определяем по формуле  $e_\infty=1/\gamma(\gamma-1)M_\infty^2$ , где  $M$  — число Маха,  $\gamma$  — показатель адиабаты. Число Рейнольдса определяем по параметрам набегающего потока и радиусу цилиндра  $Re=\rho_\infty u_\infty r_0/\mu_\infty$ .

Решение задачи в силу осесимметричности течения будем искать в верхней части плоскости сечения  $x$ ,  $y$ , в области, ограниченной слева и сверху поверхностями  $L_1$  и  $H$ , достаточно удаленными от обтекаемого тела, чтобы можно было бы поставить условия, эквивалентные условиям на бесконечности (см. фиг. 1, а). На оси симметрии задаются условия  $\partial\rho/\partial y = -\partial u/\partial y = v = \partial e/\partial y = 0$ . На поверхности тела — условия прилипания потока и температура поверхности стенки  $T_w$ . (Здесь  $v$  — составляющая вектора

скорости по оси  $y$ .) Температура набегающего потока  $T_\infty=300^\circ\text{К}$ . В большинстве расчетов  $T_w=T_\infty$ . С правой стороны область интегрирования ограничена находящейся на достаточном удалении от носовой части тела поверхностью  $L_2$ , где задаются гладкие условия сопряжения типа  $\partial f/\partial x=0$  либо  $\partial^2 f/\partial x^2=0$  ( $f$  — вектор  $f=(\rho, u, v, e)$ ). Положение поверхности  $L_2$  определялось на основе методических расчетов из условия, чтобы возмущения от правой границы не искажали решения в области возникновения отрыва потока.



Фиг. 1

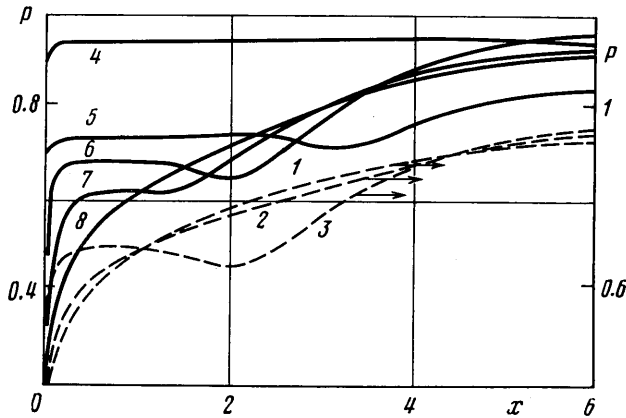
Начальные условия можно задавать довольно произвольно. В части настоящих расчетов параметры потока во всей области счета, кроме поверхности обтекаемого тела, задавались равными параметрам на бесконечности. В остальных расчетах в качестве начальных данных использовалось полученное ранее решение для других характерных параметров: чисел  $Re$  и  $M$ .

Численное решение задачи получено методом установления с помощью неявной конечно-разностной схемы расщепления [2], которая подробно исследована в [2, 3].

Решение считаем установившимся, если вектор продольной составляющей скорости  $U$  в некотором выбранном поперечном сечении удовлетворяет условию  $\|\partial U/\partial t\| \leq 10^{-3}$ ,  $t$  — время.

**2. Результаты расчетов.** Решение задачи осесимметричного обтекания потоком вязкого совершенного газа цилиндра с плоским передним торцом получено при дозвуковых и трансзвуковых числах Маха  $0.3 \leq M \leq 2.5$ , числах Рейнольдса в диапазоне  $80 \leq Re \leq 10^3$ , числе Прандтля  $Pr=0.71$  и показателе адиабаты  $\gamma=c_p/c_v=1.4$ . Здесь и далее нижние индексы у переменных опущены.

Расчеты проведены на существенно неравномерных сетках для области счета  $(x \times y)$ , составляющей  $42 \times 41$  и  $61 \times 41$  расчетных точек. В окрестности лобовой (торцевой) и боковой поверхностей цилиндра (а также в окрестности угловой кромки) шаги сетки  $\Delta x$ ,  $\Delta y$  выбирались минимальными из условия достаточно хорошей аппроксимации течения в вязком пристеночном слое (и отрывной зоне) и пропорциональными  $1/\sqrt{Re}$ . Для лучшей аппроксимации задачи сетка сгущалась также и в области присоединения оторвавшегося вязкого слоя на цилиндре. При удалении от поверхности цилиндра шаги сетки монотонно увеличивались, что обеспечивало достаточно обоснованный выбор границ области счета с учетом областей влияния.



Фиг. 2

Исследовались особенности течения около передней угловой кромки и боковой поверхности цилиндра в рассматриваемых диапазонах чисел  $Re$  и  $M$ . Изучалось возникновение отрыва потока на поверхности цилиндра и влияние температуры стенки на характер течения. Рассчитывалась теплопередача к поверхности цилиндра. Рассматривался вопрос о единственности решения в зависимости от вида начальных условий.

Координаты точек отрыва и прилипания определялись по изменению знака у напряжения трения, которое аппроксимировалось разностями со вторым порядком точности.

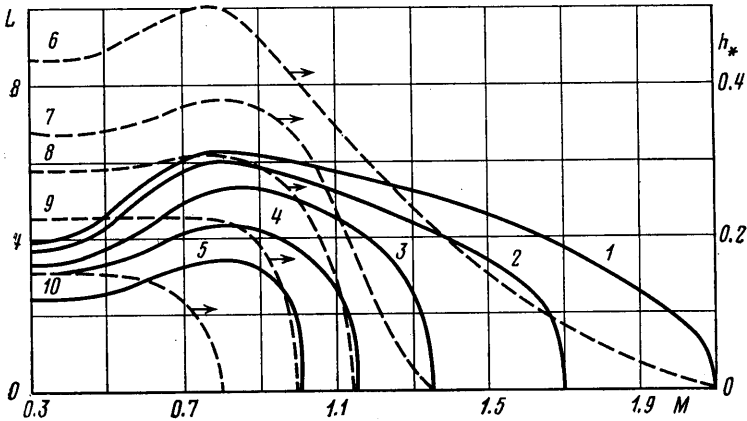
Распределение безразмерной характеристики теплообмена — числа Нуссельта  $Nu$  на поверхности цилиндра определялось также разностями со вторым порядком точности аналогично [4].

Расчеты показали, что течение газа около цилиндра при небольших числах  $Re$  (например, при  $Re \leq 650$  для  $M=1.2$ ) является безотрывным (фиг. 1, а:  $M=1.2$ ,  $Re=5 \cdot 10^2$ ), а распределение давления по всей поверхности тела, кроме окрестности угла излома, имеет монотонный характер с положительным градиентом давления (фиг. 2 — пунктирные линии,  $M=1.2$ : 1 —  $Re=5 \cdot 10^2$ , 2 —  $Re=10^3$ , 3 —  $Re=10^4$ ).

С увеличением  $Re$  при некотором  $Re_0$  (назовем его критическим) на боковой поверхности цилиндра под действием положительного градиента давления возникает небольшая отрывная зона, которая при дальнейшем возрастании  $Re$  увеличивается в длину и высоту, захватывая все большую часть поверхности цилиндра и приближаясь к передней угловой кромке (фиг. 1 —  $M=1.2$ : б —  $Re=7 \cdot 10^2$ , в —  $Re=3 \cdot 10^3$ ). С образованием отрывной области достаточных размеров первоначальные распределения давления на стенке и газодинамических параметров над ней, характерные для

безотрывного течения при небольших  $Re$ , заменяются существенно другими, соответствующими отрывному течению.

Распределение давления утрачивает монотонный характер, и возникают типичные для отрывных областей «полки» давления (фиг. 2, пунктирные линии, 3). При безотрывном обтекании давление поперек вязкого слоя на боковой поверхности цилиндра остается постоянным везде, кроме некоторой окрестности угловой кромки. В случае образования развитой отрывной зоны давление поперек отрывной области также постоянно. При этом повышение температуры в ней оказывается несколько меньшим, чем в вязком слое при безотрывном течении.



Фиг. 3

В момент возникновения отрыва в окрестности точки отрыва  $u \approx v \approx \approx \partial u / \partial y \approx 0$  и уравнение количества движения сводится к виду  $\partial p / \partial x = = Fu / Re$  (где  $p$  — давление,  $Fu$  — диссипативные вязкие члены), откуда следует пропорциональность градиента давления силам вязкости.

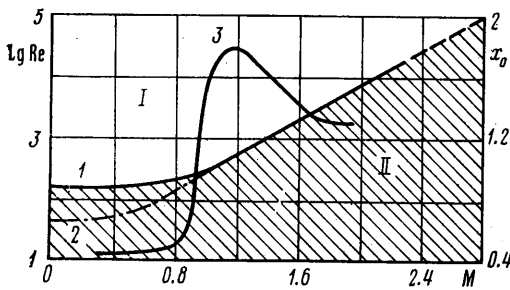
Следовательно, в случае ламинарного течения для любого положительного градиента давления на стенке можно всегда подобрать такое число  $Re$ , при котором возникает отрывное течение, и наоборот. Доказательством тому могут служить экспериментальные данные по обтеканию кормовых частей плохообтекаемых тел при малых числах  $Re$  и соответствующие численные расчеты (например, [4]).

Каждому  $Re$ , как показывают расчеты, соответствует своя определенная зона отрывной зоны. С увеличением числа Рейнольдса она увеличивается (см. фиг. 3, где приведено изменение с  $M$  длины  $L$  (сплошные линии. 1 —  $Re=10^4$ , 2 —  $Re=3 \cdot 10^3$ , 3 —  $Re=10^3$ , 4 —  $Re=5 \cdot 10^2$ , 5 —  $Re=3 \cdot 10^2$ ) и максимальной высоты отрывной зоны  $h_*$  (пунктирные линии: 6 —  $Re=10^4$ , 7 —  $Re=10^3$ , 8 —  $Re=5 \cdot 10^2$ , 9 —  $Re=3 \cdot 10^2$ , 10 —  $Re=2 \cdot 10^2$ )). На размеры отрывной области большое влияние оказывает число Маха. При дозвуковых скоростях набегающего потока длина и толщина отрывной зоны имеют значительно большие размеры, чем при сверхзвуковых скоростях. Максимальные размеры отрывной зоны имеет при  $M \approx 0.8$ . При больших числах  $Re$  длина отрывной зоны может достигать пяти и более радиусов цилиндра, а высота ее более 0.5 радиуса, что согласуется с экспериментальными данными работы [3], соответствующими числам Рейнольдса  $Re \sim 4 \cdot 10^5$ . При больших числах  $Re$  ( $Re > 10^4$ ) существование стационарной отрывной зоны с замкнутыми линиями тока из-за неустойчивости течения становится невозможным и возникает циркуляционное движение отдельных вихрей, перемещающихся вдоль длинной отрывной зоны.

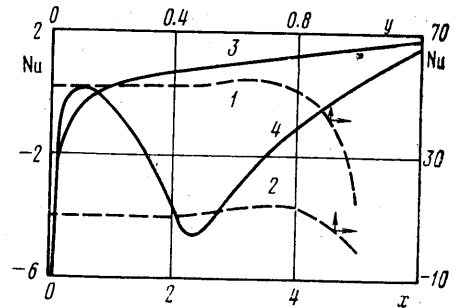
Увеличение числа  $M$  набегающего потока, несмотря на возрастание градиента давления в окрестности угловой кромки, оказывает стабилизирующее воздействие на течение, задерживая момент возникновения отрыва потока по числу  $Re$  и сокращая уже имеющуюся отрывную зону.

Такое влияние  $M$  на течение можно усмотреть непосредственно из уравнений Навье — Стокса, записанных в соответствующей безразмерной форме. Например, уравнение движения для продольной составляющей скорости в плоском случае будет иметь вид

$$\frac{\partial \rho u}{\partial t} + \frac{\partial \rho u^2}{\partial x} + \frac{\partial \rho uv}{\partial y} + \frac{1}{\gamma M^2} \frac{\partial p}{\partial x} = \frac{1}{Re} Fu$$



Фиг. 4



Фиг. 5

где  $Fu$  — вязкие диссипативные члены. Отсюда следует, что при постоянном числе  $Re$  и в предположении  $\text{grad } p = \text{const}$  член уравнения  $(\partial p / \partial x) / \gamma M^2$ , а следовательно, и воздействие градиента давления на течение, с увеличением числа Маха должно уменьшаться пропорционально  $1/M^2$ . Поскольку в действительности  $\text{grad } p$  с увеличением  $M$  возрастает, зависимость члена  $(\partial p / \partial x) / \gamma M^2$  от  $M$  не имеет столь простого вида. Тем не менее проведенные подсчеты фактических (расчетных) значений комплекса  $(\partial p / \partial x) / \gamma M^2$  у угловой кромки перед точкой отрыва при  $Re = \text{const}$  показывают уменьшение его с увеличением  $M$ . Поскольку образование отрыва потока определяется совместным действием градиента давления и вязкости газа, а с увеличением  $M$  воздействие  $\text{grad } p$  ослабляется, естественно ожидать запаздывания момента возникновения отрыва потока по числу  $Re$ .

На фиг. 4 (кривая 1; I — отрывное течение, II — течение без отрыва) представлены результаты исследования момента возникновения отрыва течения по числу  $Re$  при различных числах  $M$  набегающего потока. На основе проведенных расчетов была построена критическая кривая  $Re_0 = f(M)$ , разделяющая область с безотрывным течением от области с отрывом. Выше этой кривой (при числах  $Re > Re_0$ ) течение на боковой поверхности цилиндра всегда имеет отрывную зону, ниже (при  $Re < Re_0$ ) — течение безотрывно. С увеличением  $M$  эта кривая  $Re_0 = f(M)$  монотонно поднимается и в диапазоне  $1 \leq M \leq 2.2$  хорошо аппроксимируется экспонентой. Там же для сравнения приведена критическая кривая  $Re_0 = f(M)$  из [1] (кривая 2) для случая возникновения отрыва потока на пластине с плоским передним торцом. Сопоставление этих кривых показывает, что при  $M < 1$  критическая кривая  $Re_0 = f(M)$  для цилиндра лежит выше критической кривой для пластины (плоский случай). Это различие моментов возникновения отрыва по числу  $Re$  объясняется, очевидно, существованием

меньших положительных градиентов давления при осесимметричном течении, чем в плоском случае, в силу радиального растекания потока.

Определение момента возникновения отрыва по местному числу  $Re_0$ , рассчитанному по параметрам на внешней границе вязкого слоя и его толщине  $\delta$  перед точкой отрыва потока, также обнаруживает его изменение с числом  $M$ . Так, проведенные подсчеты местных чисел  $Re_0$  по расчетным данным показали, что комплекс  $\rho_0 u_0 / \mu_0$  перед точкой отрыва отличается от  $\rho_\infty u_\infty / \mu_\infty$ , соответствующего набегающему потоку, не более чем на 5% во всем исследованном диапазоне чисел Маха. Наибольшие изменения с  $M$  претерпевает толщина вязкого слоя  $\delta$ , что приводит к существенному снижению критической кривой  $(Re_0)_0 = f(M)$  возникновения отрыва по сравнению с кривой  $Re_0 = f(M)$  (фиг. 4). Тем не менее при изменении числа Маха в диапазоне  $0.3 \leq M \leq 2$  значения чисел Рейнольдса возникновения отрыва (местных)  $(Re_0)_0$  различаются более чем в 5 раз.

С увеличением  $M$  происходит сокращение асимптотических (предельных по  $Re$ ) размеров отрывной зоны. В результате при числах Маха, больших  $M \geq 2.4$ , хотя и возникает согласно кривой  $Re_0 = f(M)$  отрывное течение, размеры отрывной зоны будут столь незначительны, что изменение параметров течения около поверхности цилиндра будет иметь локальный характер.

Расчеты показывают (см. фиг. 2, сплошные линии  $Re = 10^4$ : 4 —  $M = 0.3$ , 5 —  $M = 0.8$ , 6 —  $M = 1.2$ , 7 —  $M = 1.6$ , 8 —  $M = 2$ ), что с изменением  $M$  при постоянном  $Re$  в некоторых характерных точках цилиндра возможно значительное изменение давления из-за сокращения размеров отрывной зоны и смещения точки отрыва от угловой кромки.

Интересно отметить, что благодаря изменению  $\text{grad } p$  с увеличением  $M$  меняется и координата точки возникновения отрыва потока  $x_0$ . Как видно из фиг. 4 (кривая 3), минимальное расстояние точки возникновения отрыва  $x_0$  от угловой кромки имеет место для дозвуковых скоростей течения и составляет  $\sim 0.45 \div 0.5$  радиуса цилиндра  $r_0$ . При  $M = 1$  значение  $x_0$  возрастает, достигая максимума при  $M = 1.2$ , равного  $1.8 r_0$ , а затем монотонно снижается до величины  $x_0 \sim 1.3 r_0$  при  $M = 2$ .

В связи с экспериментальным обнаружением (при  $M \sim 1$  и  $Re \sim 4 \cdot 10^5$ ) неоднозначности картины обтекания цилиндра с плоским торцом (обнаружение явления гистерезиса) [5], были выполнены подробные исследования единственности получаемых решений уравнений Навье — Стокса для различных начальных условий (отрывных и безотрывных), которые показали, что решение уравнений Навье — Стокса для рассматриваемой задачи ламинарного течения газа единственно, независимо от начальных данных.

Сравнение результатов численного решения задачи с данными, полученными с помощью асимптотических методов [6, 7], осуществлялось путем сопоставления изменения с числом  $Re$  размеров вязкой подобласти в окрестности точек отрыва и прилипания. Размеры вязкой подобласти при численном решении определялись по соотношению конвективных и диссипативных членов уравнений Навье — Стокса  $G = u(\partial u / \partial x) Re / (\partial^2 u / \partial y^2)$  для  $G = 1$ . Проведенные расчеты показали хорошее совпадение изменения размеров вязкой области с законом  $\delta \sim Re^{-1/2}$ , даваемых асимптотической теорией.

Аналогичное исследование течения в окрестности передней угловой кромки показало, что при численном решении течение здесь является чисто идеальным из-за недостаточно мелкого шага сетки.

Сопоставление поведения звуковой линии, полученной в [8] для асимптотического решения звукового обтекания цилиндра идеальным газом, с данными численного расчета показывает хорошее их совпадение на до-

статочном удалении от тела. Сравнение других особых линий — линий горизонтальности вектора скорости и положений ударных волн — обнаруживает существенное расхождение их из-за образования в вязком потоке большой отрывной области сразу же за угловой кромкой.

Получение параметров течения перед телом не являлось задачей настоящей работы, а поэтому на эту область счета отводилось незначительное число точек сетки. Это приводило к размазыванию фронта ударной волны. Однако, как показали методические расчеты, на значениях параметров у поверхности тела размазывание ударной волны почти не отразилось. Изменение числа  $Re$  набегающего потока в диапазоне  $3 \cdot 10^2 \div 10^4$  для  $M=1$  и  $10^3 \div 10^5$  для  $M=2$  практически не сказывается на распределении параметров перед телом и давления на торцовой поверхности тела. Задавание постоянной температуры поверхности цилиндра  $T_w=300^\circ K$  вызывает резкое понижение температуры заторможенного газа у стенки и усиленный теплообмен с твердой поверхностью.

С увеличением  $M$  при  $Re=10^4$  возрастает неравномерность распределения давления на торцовой поверхности и усиливается волна разрежения у угловой кромки. Давление в угловой кромке при больших числах  $Re$  ( $Re > 10^3$ ) с увеличением  $M$  монотонно падает. Область разрежения за угловой кромкой на боковой поверхности цилиндра при  $M < 1.6$  с увеличением  $Re$  благодаря расширению отрывной зоны пропадает, а давление в ней становится выше давления в угловой кромке.

Как показывают расчеты, число  $Nu$  в исследованном диапазоне чисел  $M$  и умеренных числах  $Re$  ( $Re \leq 10^4$ ) имеет почти постоянное значение на большей части переднего торца с небольшим максимумом в окрестности  $y \sim 0.7r_0$  (фиг. 5, пунктирные линии  $M=0.8: 1 - Re=10^4, 2 - Re=10^3$ ). Однако с увеличением  $Re$  (для каждого  $M$  свое  $Re$ , например для  $M=0.3, Re=10^4$ ) локальный максимум числа  $Nu$  в районе  $y \sim 0.7r_0$  пропадает и максимальное значение его смещается в район критической точки. При приближении к угловой кромке число  $Nu$  из-за расширения газа и утолщения вязкого слоя уменьшается, достигая при малых числах  $Re$  отрицательных значений. С увеличением чисел  $M$  и  $Re$  коэффициент теплопередачи на лобовой поверхности увеличивается.

При безотрывном обтекании цилиндра распределение чисел  $Nu$  на боковой поверхности имеет монотонный характер. Наиболее резкое изменение теплообмена наблюдается у передней угловой кромки, где тепловой поток в силу расширения и охлаждения газа в волне разрежения имеет отрицательное значение (фиг. 5, сплошные линии  $M=0.8: 3 - Re=10^3, 4 - Re=10^4$ ) (нужно иметь в виду, что  $T_w=T_\infty$ ). Далее вдоль образующей цилиндра при  $x > 1$  тепловой поток всюду положителен.

С образованием на боковой поверхности отрывной области достаточных размеров распределение чисел  $Nu$  вдоль образующей цилиндра существенно трансформируется, приобретая немонотонный характер с несколькими экстремумами (фиг. 5, кривая  $4 - Re=10^4$ ). Положение первого экстремума кривой  $Nu=f(x)$  определяется, очевидно, расположением точки отрыва потока на боковой поверхности, а второго — расположением «центра вихря» в отрывной зоне. Тепловой поток к поверхности в отрывной зоне значительно ниже, чем при безотрывном обтекании и имеет противоположный знак. Лишь в области присоединения оторвавшегося вязкого слоя обнаруживается повышение теплового потока до значений, превышающих значение теплового потока, соответствующего безотрывному течению. С увеличением  $M$  при  $Re=10^4$  теплопередача в отрывной зоне в среднем возрастает.

Воздействие твердой стенки на течение, как известно, является одним из главных факторов, вызывающих образование отрыва потока. Поэтому

изменение температуры стенки  $T_w$  при  $T_\infty = \text{const}$  (температурного фактора  $T_{w\infty} = T_w/T_\infty$ ), вызывающее соответствующие изменения сил трения на ней и торможение пристеночного слоя жидкости, будет существенным образом влиять на течение реального потока. Наиболее наглядно влияние  $T_{w\infty}$  можно продемонстрировать в момент возникновения отрыва, когда изменение температуры стенки (небольшое изменение сил вязкости) способно задерживать либо ускорить образование отрыва.

При небольших числах Маха  $M \leq 1.2$  увеличение  $T_{w\infty}$  вызывает уменьшение положительного градиента давления на стенке, возрастание толщины вязкого слоя и соответствующие изменения поперечных распределений скорости, температуры и теплопередачи. Наибольшее влияние температуры стенки на параметры течения в окрестности тела проявляется при малых числах  $Re$ . Благодаря значительному расширению теплового пристеночного слоя с увеличением  $T_{w\infty}$  возрастает также и увлекающее воздействие внешнего потока. Все это вместе взятое приводит при увеличении  $T_{w\infty}$  до  $T_{w\infty} = 4$  к исчезновению существующей при  $T_{w\infty} = 1$  небольшой отрывной зоны. С уменьшением же  $T_{w\infty}$  до  $T_{w\infty} = 0.2$ , наоборот, наблюдается возрастание размеров отрывной зоны. Наиболее четко эта перестройка течения проявляется в изменении характера распределения числа  $Nu$  вдоль образующей цилиндра и образовании пиковых значений  $Nu$  в области отрыва. Это явление можно использовать для экспериментального определения момента возникновения отрыва, поскольку определение отрыва по изменению распределения давления оказывается более грубым.

Таким образом, влияние на течение увеличения  $T_{w\infty}$  при небольших  $M$  по существу эквивалентно воздействию уменьшения  $Re$ , что можно было ожидать, поскольку с увеличением  $T_{w\infty}$  число  $Re$  газа у стенки уменьшается.

Однако с увеличением числа  $M$  набегающего потока при  $M = 2$  эта «очевидная» зависимость отрыва потока от температурного фактора  $T_{w\infty}$ , характерная для  $M = 1.2$ , пропадает. При  $M = 2$  с увеличением  $T_{w\infty}$  толщина вязкого слоя так же, как и при  $M = 1.2$ , увеличивается, а положительный градиент давления на стенке, наоборот, возрастает. В результате при  $M = 2$  и  $Re = 10^4$  увеличение  $T_{w\infty}$  до  $T_{w\infty} = 2$  приводит к возрастанию отрывной области, уже существующей при  $T_{w\infty} = 1$ . Усиление увлекающего воздействия внешнего потока с увеличением  $T_{w\infty}$  оказывается недостаточным для преодоления возросшего положительного градиента давления на стенке. С уменьшением  $T_{w\infty}$  при  $T_{w\infty} = 0.2$  течение около цилиндра становится безотрывным.

Автор благодарит Ю. А. Демьянова за обсуждение работы и ряд полезных замечаний.

Поступила 18 I 1978

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Мышенков В. И. Численное исследование образования зоны отрыва около боковой поверхности пластины конечной толщины. Уч. зап. ЦАГИ, 1976, т. 7, № 4.
2. Березин Ю. А., Ковеня В. М., Яненко Н. Н. Об одной неявной схеме расчета течения вязкого теплопроводного газа. В сб. Числ. методы механики сплошной среды, т. 3, № 4, Новосибирск, 1972.
3. Ковалев Б. Д., Мышенков В. И. Расчет вязкой сверхзвуковой струи, истекающей в затопленное пространство. Уч. зап. ЦАГИ, 1978, т. 9, № 2.
4. Мышенков В. И. Численные исследования течения вязкого газа в следе плоского тела. Ж. вычисл. матем. и матем. физ., 1972, т. 12, № 3.
5. Stanbrook A. Experimental pressure distributions on a plane-nosed cylinder at subsonic and transonic speeds. Aeronaut. Res. Council Repts and Mem., 1966, No. 3425.
6. Нейланд В. Я. К теории отрыва ламинарного пограничного слоя в сверхзвуковом потоке. Изв. АН СССР, МЖГ, 1969, № 4.
7. Нейланд В. Я. К асимптотической теории плоских стационарных сверхзвуковых течений со срывными зонами. Изв. АН СССР, МЖГ, 1970, № 3.
8. Фалькович С. В., Чернов И. А. Обтекание тела вращения звуковым потоком газа. ПММ, 1964, т. 28, вып. 2.