

УДК 532.526

ИССЛЕДОВАНИЕ УСТОЙЧИВОСТИ И ПЕРЕХОДА НА СКОЛЬЗЯЩЕМ ЦИЛИНДРЕ В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ

А. И. Семисынов, А. В. Федоров*, В. Е. Новиков,
Н. В. Семенов, А. Д. Косинов

Институт теоретической и прикладной механики СО РАН, 630090 Новосибирск

* Московский физико-технический институт, 140160 Жуковский Московской области

Представлены результаты экспериментальных исследований развития естественных возмущений и ламинарно-турбулентного перехода в сверхзвуковом пограничном слое на линии растекания кругового цилиндра с углом скольжения 68° при числе Маха набегающего потока $M = 2$. Экспериментальные исследования дополнены расчетами среднего течения и характеристик устойчивости. Термоанемометрическим методом определены режимы течения в пограничном слое на линии растекания в зависимости от числа Рейнольдса и высоты двумерных шероховатостей. Результаты сравниваются с экспериментами NASA (Ames).

Ключевые слова: пограничный слой, переход, устойчивость, линия растекания скользящего крыла.

Известно, что ламинарно-турбулентный переход в пограничном слое на скользящем крыле во многом определяется качеством поверхности и характером течения в пограничном слое в окрестности передней кромки. Данные, полученные при исследовании возможности управления ламинарным потоком [1–5], показывают, что если пограничный слой на линии растекания становится турбулентным, то ламинаризовать течение на стреловидном крыле практически не удается. Волновые процессы, реализующиеся на линии растекания передней кромки и вызывающие переход к турбулентности, до сих пор полностью не изучены, что затрудняет решение задачи ламинаризации пограничного слоя на стреловидных крыльях.

Ранее переход на линии растекания исследовался преимущественно экспериментально. При этом определялись критические значения числа Рейнольдса перехода. Обзор экспериментов на стреловидных цилиндрах при низкой скорости потока представлен в [6]. Исследования [6–8] по переходу пограничного слоя на линии растекания с проволочными турбулизаторами различного диаметра показали сложное поведение возмущений и выявили следующие особенности.

В случае “чистого” потока (низких уровней внешних возмущений и малой шероховатости обтекаемой поверхности) начальная фаза процесса перехода характеризуется усилением неустойчивых волновых пакетов и может изучаться с помощью линейной теории устойчивости. Упрощенный анализ [7], основанный на линейной теории для параллельного несжимаемого потока, предсказывает критическое значение числа Рейнольдса, рассчитанное по толщине потери импульса, $Re_{\theta,cr} \approx 270$. В [9] исследовалась устойчивость течения

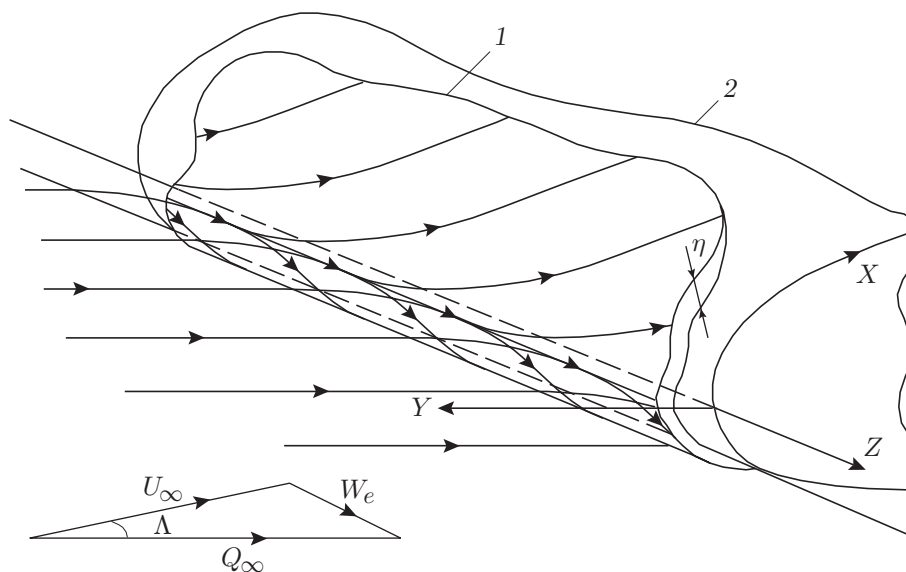


Рис. 1. Линия растекания скользящего крыла:

1 — поверхностные линии тока; 2 — поверхность скользящего крыла

Хименца со скольжением и рассматривалось частное семейство двумерных решений (называемых ниже НМР-модой), связанных с плоскими волнами, распространяющимися вдоль линии растекания. Вычисления показали, что критическое число Рейнольдса $Re_{\theta,cr} \approx 235$, что хорошо согласуется с экспериментами [7, 10]. В [11] разработан подход для определения трехмерной устойчивости пограничного слоя на линии растекания на основе линеаризованных уравнений устойчивости для несжимаемого потока. Применение этого метода при анализе устойчивости течения Хименца позволило выявить семейства неустойчивых трехмерных мод (симметричных и антисимметричных) в дополнение к НМР-моду. Численные результаты показали, что НМР-мода — первая симметричная мода с наибольшей степенью роста. В работах [12, 13] анализировалась устойчивость НМР-моды для сжимаемого течения Хименца. Возможность управления данным типом неустойчивости с помощью подвода тепла в пограничный слой исследовалась в [14].

По-видимому, при интенсивных внешних возмущениях, а также в случае шероховатой поверхности переход в пограничном слое происходит только через нелинейную стадию. Теоретические исследования этого режима включают нелинейный анализ устойчивости [15] и прямое численное моделирование [16, 17].

На рис. 1 показаны схема обтекания скользящего крыла (цилиндра), система координат и компоненты скорости. Передняя кромка крыла называется дозвуковой, если число Маха по нормали к кромке $M_n < 1$, и сверхзвуковой, если $M_n > 1$. Для выяснения особенностей ламинарно-турбулентного перехода на передней кромке скользящего крыла в данной работе исследовалось развитие естественных возмущений на линии растекания кругового цилиндра с углом скольжения 68° при числе Маха $M = 2$, что соответствует дозвуковой передней кромке. Кроме того, выполнены расчеты среднего течения в пограничном слое и характеристик его устойчивости.

Постановка экспериментов. Эксперименты выполнены в малотурбулентной сверхзвуковой аэродинамической трубе Т-325 Института теоретической и прикладной механики СО РАН. Основные характеристики установки приведены в [18, 19].

Модели представляли собой стальные круговые цилиндры диаметром 38,4 мм и длиной 145 и 530 мм. В рабочую часть аэродинамической трубы помещался один из цилиндров

под углом 68° к набегающему потоку. Короткий цилиндр крепился на штанге координатника, который обеспечивал перемещение вверх и вниз по потоку с точностью до 0,1 мм, а длинный цилиндр жестко закреплялся на боковой стенке рабочей части трубы Т-325. В качестве шероховатостей использовались проволоки диаметром 0,075 и 0,115 мм для первой модели и диаметром 0,2, 0,3, 0,44, 0,54, 0,83, 1,12 мм для второй. Проволоки наклеивались по окружности цилиндра на расстоянии 45 и 220 мм от его вершины соответственно для короткого и длинного цилиндра.

В экспериментах использовалась автоматизированная система сбора данных, аналогичная описанной в [20]. Для измерений средних и пульсационных характеристик потока использовался термоанемометр постоянного сопротивления с соотношением плеч моста 1 : 10 и частотным диапазоном до 400 кГц [20], а также датчики из вольфрамовой нити диаметром 5 мкм и длиной 1 мм. Перегрев нити датчика составлял 0,8, а измеренные возмущения соответствовали пульсациям массового расхода [20, 21]. Пульсационное напряжение с термоанемометра записывалось в компьютер 12-разрядным аналого-цифровым преобразователем (АЦП) с частотой 750 кГц. Цифровые осциллограммы содержали 16 384 точки. Среднее напряжение с термоанемометра записывалось в компьютер через входные регистры, подсоединенные к вольтметру Щ1516. Датчик крепился на штанге координатника и перемещался под углом 68° к оси Y с точностью до 0,01 мм. Начальное значение этой координаты (положение датчика относительно поверхности модели) определялось по электрическому контакту датчика с поверхностью цилиндра.

Теоретический анализ. Так как характерное число Рейнольдса, рассчитанное по толщине пограничного слоя и параметрам течения на внешней границе пограничного слоя, большое, то для анализа устойчивости потока на линии растекания можно использовать асимптотический метод многих масштабов [22, 23]. В этом методе используется тот факт, что толщина пограничного слоя δ много меньше характерного продольного масштаба L . В случае течения на линии растекания L — радиус передней кромки, а малый параметр может быть определен как $\varepsilon = 1/\text{Re}$, где $\text{Re} = \eta^* W_e^* / \nu_e^*$ — число Рейнольдса; $\eta^* = \sqrt{\nu_e^* / (\partial U_e^* / \partial X)}|_{X=0}$ — масштаб толщины пограничного слоя. Течение на линии растекания в направлении оси Z является параллельным (рис. 1). Однако оно непараллельно в направлении хорды X из-за роста пограничного слоя и кривизны поверхности и линий тока. Эффект непараллельности рассматривается как малое (порядка $1/\text{Re}$) возмущение среднего потока.

Среднее течение. Характеристики пограничного слоя предполагаются постоянными по оси Z . Для малых значений η^*/L кривизной поверхности цилиндра можно пренебречь. Тогда система координат (X, Y, Z) в окрестности линии растекания является локально-декартовой. Компоненты скорости, температура и давление представляются в виде

$$(u, v, w)(x, y, z) = (\varepsilon x U(y), \varepsilon V(y), W(y)), \quad T = T_0(y), \quad P = (\gamma M_e^2)^{-1} - \varepsilon^2 x^2 / 2,$$

где для обезразмеривания координат x, y, z использовалось значение η^* , скорость обезразмерена величиной W_e^* , температура — T_e^* , а давление — $\rho_e^* W_e^{*2}$; $\gamma = 1,4$ — показатель адиабаты; $M_e = W_e / a_e$ — локальное число Маха. Для теплоизолированной поверхности профили $U(y), V(y), W(y), T(y)$ являются решениями системы обыкновенных дифференциальных уравнений [1, 2]

$$\begin{aligned} (U^2 + VU')/T_0 &= 1 + \mu' T' U' + \mu U'', & VW'/T &= \mu' T' W' + \mu W'', \\ U - VT'/T + V' &= 0, & \mu' T'^2 / \text{Pr} + \mu T'' / \text{Pr} - T' V / T + M_e^2 (\gamma - 1) \mu W'^2 &= 0, \\ U(0) = W(0) = V(0) &= 0, & T'(0) = 0, \quad y = 0, & U(\infty) = W(\infty) = T(\infty) = 1, \end{aligned}$$

где $\text{Pr} = 0,72$ — число Прандтля; $\mu = \mu^* / \mu_e^*$ — безразмерная вязкость, вычисляемая по формуле Сатерленда.

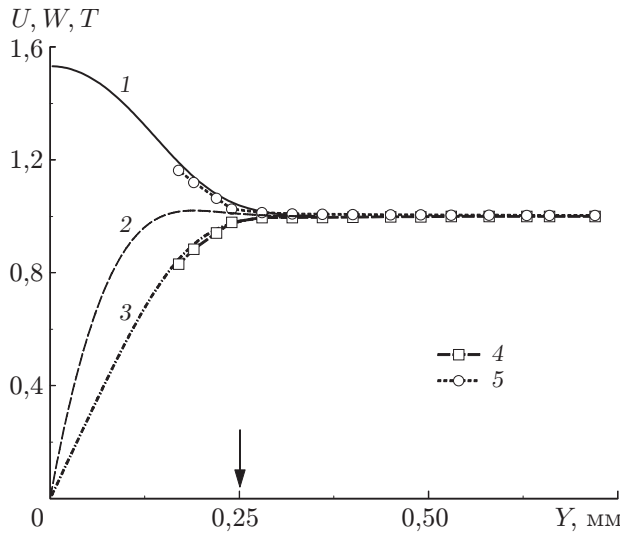


Рис. 2. Профили среднего течения на линии растекания:
 1–3 — результаты расчетов (1 — T , 2 — U , 3 — W); 4, 5 — экспериментальные данные (4 — W , 5 — T)

Характеристики течения на внешней границе пограничного слоя рассчитывались с помощью уравнений Эйлера для следующих условий экспериментов: обтекает цилиндр диаметром 38,4 мм с углом скольжения $\Lambda = 68^\circ$; число Маха набегающего потока $M_\infty = 2$, температура торможения $T_0 = 310$ К. Расчеты без учета вязкости дают значения местного числа Маха $M_e = 1,76$ и температуры $T_e = 191,6$ К.

Уравнения пограничного слоя интегрировались при единичном числе Рейнольдса $Re_{\infty,1} = 6,75 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$, что соответствует числу Рейнольдса $Re = 537$ и масштабу толщины пограничного слоя $\eta^* = 7,23 \cdot 10^{-5}$ м. Теоретические профили среднего течения показаны на рис. 2. Стрелкой отмечена толщина пограничного слоя $\delta \approx 0,25$ мм, которая определена по экспериментальному профилю средней скорости, представленному на рис. 2. Видно, что данное значение согласуется с расчетным.

Характеристики устойчивости. Мгновенное поле течения представляется в виде $Q(x, y, z, t) = Q_0(x, y) + q(x, y, z, t)$, где величина $Q_0 = (\varepsilon x U, \varepsilon V, W, P, T)$ характеризует среднее течение; $q = (u, v, w, p, \theta)$ — возмущения компонент скорости, давления и температуры. Определяя медленные переменные соотношениями $x_1 = \varepsilon x$, $z_1 = \varepsilon z$, $t_1 = \varepsilon t$, рассмотрим наклонные волны с заданными волновыми числами α, β на линии растекания $x_1 = 0$. В этом случае вектор возмущения представляется в виде

$$F = \left(u, \frac{\partial u}{\partial y}, v, p, \theta, \frac{\partial \theta}{\partial y}, w, \frac{\partial w}{\partial y} \right)^T, \tag{1}$$

$$F(x, y, z, t) = [Z_0(t_1, y) + \varepsilon Z_1(t_1, y) + \dots] \exp(i\alpha x + i\beta z - i\omega t),$$

где α, β — вещественные волновые числа; $\omega = \omega(\alpha, \beta)$ — комплексное собственное значение. Временное нарастание определяется инкрементом $\omega_i = \text{Im} \omega$. Подставляя (1) в линеаризованные уравнения Навье — Стокса, в главном приближении по ε получаем краевую задачу

$$\frac{\partial Z_0}{\partial y} = H Z_0, \tag{2}$$

$$Z_{01} = Z_{03} = Z_{05} = Z_{07} = 0, \quad y = 0, \quad Z_{01}, Z_{03}, Z_{05}, Z_{07} \rightarrow 0, \quad y \rightarrow \infty.$$

Матрица H зависит от профилей среднего течения $x_1 U, W, T$, числа Рейнольдса Re и волновых характеристик α, β, ω ; ее явный вид для трехмерного сжимаемого пограничного слоя приведен в [22, 23]. Решение задачи (2) представляется в виде $Z_0 = C(t_1)\zeta(x_1, y; \alpha, \beta, \omega)$, где ζ — собственная вектор-функция. В следующем приближении по ε получаем неоднородную задачу

$$\frac{\partial Z_1}{\partial y} = H Z_1 + G_t \frac{\partial Z_0}{\partial t_1} + G_x \frac{\partial Z_0}{\partial x_1} + G Z_0, \quad (3)$$

$$Z_{11} = Z_{13} = Z_{15} = Z_{17} = 0, \quad y = 0, \quad Z_{11}, Z_{13}, Z_{15}, Z_{17} \rightarrow 0, \quad y \rightarrow \infty,$$

где $G_x = -i\partial H/\partial\alpha$; $G_t = i\partial H/\partial\omega$. Матрица G , зависящая от профилей U , V и медленной переменной x_1 , описывает эффект непараллельности среднего течения в направлении X . Задача (3) имеет нетривиальные решения, если ее правая часть ортогональна собственному вектору ξ задачи, сопряженной с (2). Это условие дает уравнение для амплитудного коэффициента

$$\frac{dC}{dt_1} = h_\omega C, \quad h_\omega = -\frac{1}{\langle G_t \zeta, \xi \rangle} \left(\langle G_x \frac{\partial \zeta}{\partial x_1}, \xi \rangle + \langle G \zeta, \xi \rangle \right), \quad \langle f, g \rangle \equiv \int_0^\infty (f, g) dy, \quad (4)$$

которое имеет решение $C = C_0 \exp(\varepsilon h_\omega t)$. Показатель экспоненты εh_ω можно трактовать как поправку к собственному значению $\omega(\alpha, \beta)$. Тогда комплексная частота возмущения определяется соотношением $\Omega = \omega + i\varepsilon h_\omega$.

Численные расчеты, выполненные для двумерных волн ($\alpha = 0$) при малых числах Маха, показали, что собственные значения и собственные функции, вычисленные асимптотическим методом с учетом непараллельности течения, практически совпадают с соответствующими результатами работы [11]. Кроме того, анализ [9] был обобщен на случай сжимаемых течений. Точное решение для НМР-моды сравнивалось с асимптотическим решением при сверхзвуковых скоростях потока. На рис. 3 приведен пример такого сравнения при числе Маха $M_e = 1,55$ и числе Рейнольдса $Re = 1000$. Как и в случае малой скорости потока, асимптотическое решение хорошо согласуется с точным НМР-решением.

Параметрические расчеты для трехмерных возмущений показали, что при малых числах Маха наиболее неустойчивы двумерные волны с $\alpha = 0$. Для сверхзвуковых режимов $M_e > 1$ максимальные инкременты соответствуют трехмерным бегущим волнам. Результаты расчетов при локальном числе Маха $M_e = 1,76$ и температуре $T_e = 191,6$ К, соответствующих условиям экспериментов, приведены на рис. 4. При $Re < 520$ пограничный

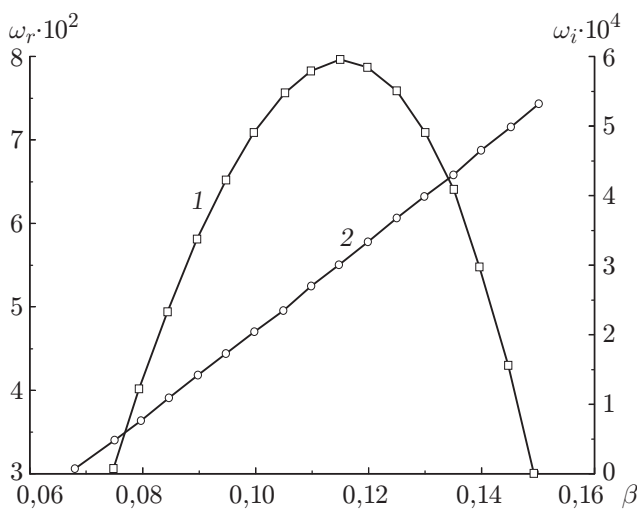


Рис. 3

Рис. 3. Собственные значения НМР-моды при $M_e = 1,55$, $Re = 1000$, $\alpha = 0$:

1 — ω_i , 2 — ω_r ; линии — точное решение, точки — асимптотическое решение

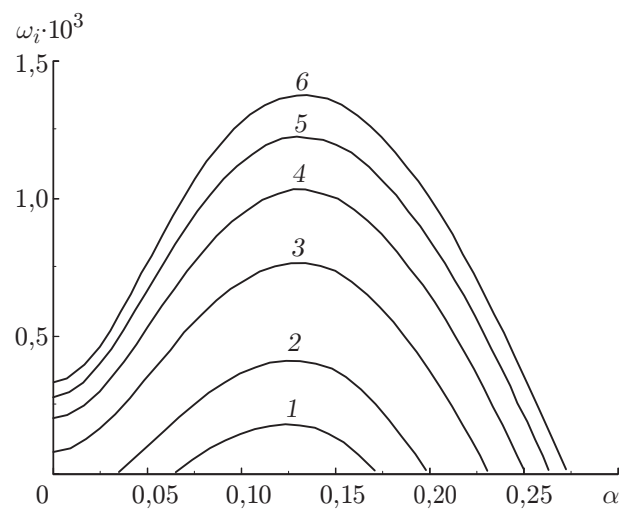


Рис. 4

Рис. 4. Максимальные временные инкременты ω_i :

1 — $Re = 550$; 2 — $Re = 600$; 3 — $Re = 700$; 4 — $Re = 800$; 5 — $Re = 900$; 6 — $Re = 1000$

слой на передней кромке устойчив. При $Re > 520$ фазовая скорость наиболее неустойчивых волн $c = \omega_r/\beta \approx 0,5$; углы наклона волнового вектора $\psi = \arctg(\alpha/\beta)$ меняются от 43° при $Re = 520$ до 51° при $Re = 1000$.

Аналогично рассматриваются монохроматические волны с фиксированной частотой ω и волновым числом α . Решение задачи (2) представляется в виде $Z_0 = C(z_1)\zeta(x_1, y; \alpha, \beta, \omega)$, где $\beta = \beta(\alpha, \omega)$ — комплексное собственное значение. Уравнение (4) принимает вид

$$\frac{\partial Z_1}{\partial y} = HZ_1 + G_z \frac{\partial Z_0}{\partial z_1} + G_x \frac{\partial Z_0}{\partial x_1} + GZ_0,$$

где $G_z = -i\partial H/\partial\beta$. Амплитудная функция является решением уравнения

$$\frac{dC}{dz_1} = h_\beta C, \quad h_\beta = -\frac{1}{\langle G_z \zeta, \xi \rangle} \left(\langle G_x \frac{\partial \zeta}{\partial x_1}, \xi \rangle + \langle G \zeta, \xi \rangle \right).$$

Нарастание волны вдоль оси Z определяется пространственным инкрементом $\sigma = -\text{Im} \beta + \text{Re}(\varepsilon h_\beta)$. Значение поперечной координаты Z_{tr} , в которой происходит переход, вызванный источником возмущений в некоторой точке Z_0 , оценивается с помощью метода e^N , согласно которому точка перехода находится из уравнения

$$N = \int_{Z_0}^{Z_{tr}} \sigma dz = \sigma(Z_{tr} - Z_0).$$

Здесь интегральная степень нарастания N является эмпирическим параметром, который для низких уровней внешних возмущений принимает значение $N = 10$. Расстояние до точки перехода оценивается как $s = Z_{tr} - Z_0 = 10/\sigma$. При $Re < 520$ течение на передней кромке устойчиво, т. е. $s = \infty$. С увеличением Re инкременты возрастают и расстояние s быстро уменьшается. Например, при $Re = 1000$ и единичном числе Рейнольдса $Re_{\infty,1} = 23,4 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$ усиление в e^{10} раз происходит на расстоянии около 220 мм для используемых в эксперименте цилиндров.

Измерение толщины сдвигового слоя. При исследовании развития естественных возмущений и измерении средних характеристик в пограничном слое на линии растекания кругового цилиндра параметры набегающего потока были следующими: число Маха $M = 2$, единичное число Рейнольдса $Re_1 = 6,8 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$, температура торможения $T = 280 \text{ К}$, скорость набегающего потока $U_\infty = 508 \text{ м/с}$.

Толщина пограничного слоя измерялась термоанемометром на расстояниях датчика от передней кромки (вершины) модели $Z = 36, 47, 58, 85 \text{ мм}$. По результатам измерений получены профили средних напряжений $E(Y)/E_\infty$ и интегральных по частоте среднеквадратичных пульсаций массового расхода $\langle \rho u \rangle$ в зависимости от координаты Y . Толщина пограничного слоя δ определялась по профилю среднего напряжения. Момент резкого падения напряжения соответствует верхней границе сдвигового слоя. При различных значениях Z толщина пограничного слоя была постоянной: $\delta = (0,25 \pm 0,02) \text{ мм}$. Факт постоянства толщины пограничного слоя вдоль линии растекания хорошо согласуется с теорией [24]. Профили W и T (см. рис. 2) получены после обработки данных с использованием калибровочных зависимостей для датчика и известных соотношений для определения параметров течения в сверхзвуковом пограничном слое [24]. Отметим, что измерение профилей проводилось от координаты $Y = 0,05 \text{ мм}$, однако при $Y < 0,15 \text{ мм}$ число Рейнольдса, определенное по диаметру нити, $Re_d < 20$. Согласно, например, [21] вычисленные средние параметры течения по экспериментальным точкам становится некорректным при $Re_d < 20$ или $M < 1,3$ (эти значения типичны для термоанемометрических измерений

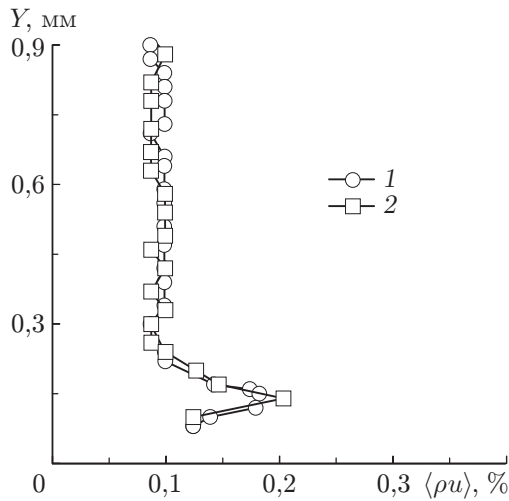


Рис. 5. Среднеквадратичные пульсации массового расхода в сдвиговом слое при $Z = 85 \text{ мм}$, $Re_1 = 6,8 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$:

1, 2 — результаты экспериментов, проведенных при одних и тех же условиях в разное время

в сверхзвуковом потоке). Первое ограничение можно ослабить, увеличивая единичное число Рейнольдса, но при этом толщина слоя уменьшается, а при $Y < 0,1 \text{ мм}$ на показания термоанемометра влияет стенка, что приводит к отклонению профилей от теоретических.

Эволюция возмущений в пограничном слое на линии растекания. Согласно выполненным расчетам устойчивости течения экспериментально полученное значение числа Рейнольдса $Re = 537$ незначительно превышает критическое значение $Re \approx 520$, т. е. в данных экспериментах может наблюдаться незначительный рост возмущений в диапазоне частот 75–80 кГц.

При $Y \approx 0,15 \text{ мм}$ в распределении среднеквадратичных пульсаций выделяется максимум (рис. 5), что характерно для собственных возмущений в пограничном слое. Амплитуда естественных возмущений в максимуме пульсаций нарастает с увеличением координаты Z . По измеренным осциллограммам получены спектры пульсаций, с помощью которых определено, что возмущения в диапазоне частот от 1 до 30 кГц возрастают наиболее интенсивно (почти в пять раз). Этот факт можно объяснить усилением акустических пульсаций свободного потока сверхзвуковым пограничным слоем [25], однако до сих пор такие расчеты не проводились.

Для диагностики характера течения на линии растекания датчик термоанемометра располагался на расстоянии $Z = 133 \text{ мм}$. Единичное число Рейнольдса варьировалось в диапазоне от $5 \cdot 10^6$ до $32 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$, что соответствовало толщине пограничного слоя $0,26 \div 0,10 \text{ мм}$. Так как при малых толщинах измерения внутри пограничного слоя затруднены, характер течения определялся по осциллограммам возмущений на верхней границе пограничного слоя. Предполагалось, что переход сопровождается появлением шипов в осциллограммах, что характерно для нелинейной стадии развития возмущений. Поскольку такой перестройки пульсаций не обнаружено, течение в пограничном слое, по-видимому, было ламинарным в указанном диапазоне единичных чисел Рейнольдса. Оценки положения перехода, выполненные e^N -методом, также позволяют сделать вывод о ламинарном характере течения в условиях данных экспериментов. Такие же измерения выполнены на длинном цилиндре с помощью насадка полного давления, который устанавливался на линии растекания на расстоянии 350 мм от носка. Наружные размеры стального насадка $0,22 \times 1,25 \text{ мм}$, внутренние $0,1 \times 1,0 \text{ мм}$. Установлено, что переход происходил при единичном числе Рейнольдса $Re_1 = 27 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$ (или $Re = 1070$). Это значение достаточно близко к теоретической оценке, приведенной выше.

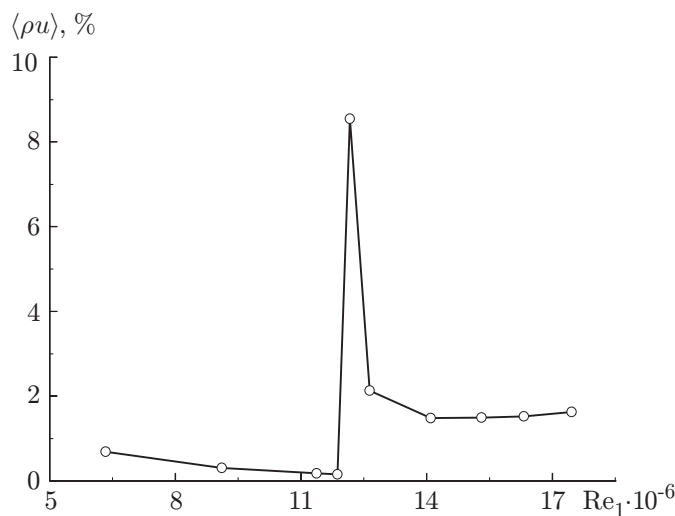


Рис. 6. Зависимость среднеквадратичных пульсаций массового расхода от единичного числа Рейнольдса при $Y = 0,15$ мм

Возникновение турбулентного течения за шероховатостью. Более ранний переход на моделях обычно происходит из-за наличия элементов шероховатости (турбулизаторов). Согласно [6–8] в зависимости числа Рейнольдса перехода пограничного слоя на линии растекания от высоты шероховатости k существует три характерных области. Для гладких поверхностей, когда $k \ll \delta$, переход обусловлен развитием неустойчивых пульсаций. При $k \approx \delta$ число Рейнольдса перехода существенно зависит от высоты неровностей. Для $k \gg \delta$ такая зависимость практически отсутствует. Например, для дозвуковых потоков при наличии больших шероховатостей число Рейнольдса перехода $Re = 240 \pm 20$.

При выполнении данных исследований высота турбулизаторов выбиралась на основе диаграммы Полла [8], построенной по экспериментальным данным для дозвуковых скоростей потока. Эксперименты проводились при $Re_1 = 5 \cdot 10^6 \div 32 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$. В качестве примера рассмотрим результаты измерений для турбулизатора высотой $k = 0,075$ мм. В этом случае течение в пограничном слое вдоль линии растекания оставалось ламинарным вплоть до $Re_1 = 10^7 \text{ м}^{-1}$. При $Re_1 = 12,5 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$ обнаружен смешанный (нелинейный) режим, характерный для переходной области в пограничном слое [26]. При дальнейшем увеличении Re_1 течение в пограничном слое становилось турбулентным. Для данной высоты шероховатости кривая перехода, полученная по среднеквадратичным пульсациям, представлена на рис. 6. Эта кривая имеет резко выраженный пик, соответствующий нелинейной области перехода, за которым течение становится турбулентным. К такому же выводу приводит анализ спектров и осциллограмм возмущений. Поскольку эти измерения выполнялись при фиксированном положении датчика относительно поверхности модели ($Y = 0,1$ мм), были проведены дополнительные измерения, которые показали, что результат слабо зависит от Y . Таким образом, переход в пограничном слое с турбулизатором высотой $k = 0,075$ мм происходит при $Re_1 = 12,5 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$.

Аналогичные данные получены для других диаметров проволок. Возникновение турбулентного течения сопровождалось сильным утолщением пограничного слоя. Так, при $k = 0,115$ мм критическому режиму соответствовало единичное число Рейнольдса $Re_1 = 9,5 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$. При $Re_1 = 9,3 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$ и $Z = 115$ мм выполнено измерение среднего и пульсационного профилей пограничного слоя. Получено существенное (до $\delta \approx 1$ мм) утолщение пограничного слоя.

Результаты измерений перехода на линии растекания за шероховатостями, полученные в данных экспериментах, приведены в таблице, а их сравнение с данными [6, 27] показано на рис. 7. В отличие от [27] в настоящих экспериментах удалось получить кри-

k , мм	$Re_1^* \cdot 10^{-6}$, m^{-1}	$(k/\eta)^*$	Re^*	X_1 , мм	X_2 , мм
0	27,0	0	1070	0	350
0,075	12,5	1,4	730	45	133
0,115	10,0	2,0	700	45	133
0,2	9,5	3,3	637	220	320
0,3	8,0	4,5	585	220	320
0,44	6,0	5,6	500	220	320
0,54	4,5	6,1	440	220	320
0,83	3,5	8,1	380	220	320
1,12	4,0	12	410	220	320

Примечание. Индекс “*” соответствует параметрам перехода, X_1 , X_2 — координаты установки турбулизатора и датчика термоанемометра соответственно.

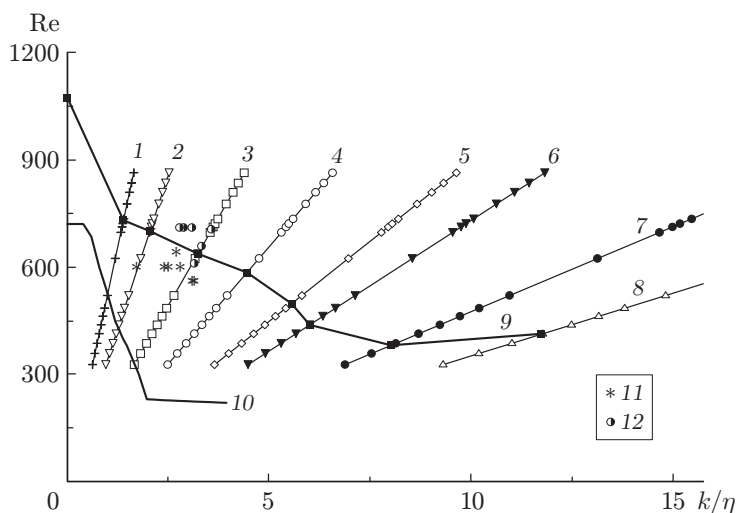


Рис. 7. Диаграмма перехода на скользящем цилиндре:

1 — $k = 0,075$ мм; 2 — $k = 0,115$ мм; 3 — $k = 0,2$ мм; 4 — $k = 0,3$ мм; 5 — $k = 0,44$ мм; 6 — $k = 0,54$ мм; 7 — $k = 0,83$ мм; 8 — $k = 1,12$ мм; 9 — данные настоящей работы при $M = 2$; 10 — данные [6]; 11 — данные [27] для ламинарного течения; 12 — данные [27] для турбулентного течения

вые перехода, что достигалось непрерывным изменением единичного числа Рейнольдса (при этом для заданной высоты турбулизатора зависимость $Re(k/\eta)$ линейная).

Выводы. Выполнен теоретический анализ устойчивости пограничного слоя на линии растекания в рамках асимптотического метода многих масштабов. Показано, что асимптотическое решение хорошо согласуется с точным решением для двумерных возмущений, соответствующих НМР-моду с учетом сжимаемости течения. Установлено, что в сверхзвуковом течении наиболее неустойчивыми являются наклонные волны.

Выполнены экспериментальные исследования ламинарно-турбулентного перехода в пограничном слое на линии растекания скользящего цилиндра, установленного под углом 68° , за двумерными шероховатостями в виде проволок диаметром $0,075 \div 1,120$ мм и без них при $M = 2$. Определены критические числа Рейнольдса перехода в пограничном слое. Результаты работы согласуются с данными, полученными в NASA (Ames) при $M = 1,6$ и угле скольжения 76° , и дополняют их.

Показано, что числа Рейнольдса перехода на линии растекания скользящего цилиндра в сверхзвуковом потоке больше, чем в дозвуковом, во всех режимах обтекания. На-

блюдаемое различие, по-видимому, связано с тем, что в экспериментах Полла уровень турбулентности потока был достаточно большим, тогда как в данных измерениях и в [27] сверхзвуковой поток был малошумным.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Pfenniger W.** Flow phenomena at the leading edge of swept wings // Recent developments in boundary layer research: AGARDograph 97. 1965. Pt 4.
2. **Gaster M.** On the flow along swept leading edges // The Aeronaut. Quart. 1967. V. 18, pt 2. P. 165–184.
3. **Pfenniger W.** Laminar flow control — laminarization // Special course on concepts for drag reduction: AGARD-R-654. 1977. P. 3-1–3-75.
4. **Woan C. J., Gingrich P. B.** CFD validation of a supersonic laminar flow control concept. N. Y., 1991. (Paper / AIAA; N 91-0188).
5. **Gaster M.** A simple device for preventing turbulent contamination on swept leading edges // J. Roy. Aeronaut. Soc. 1965. V. 69. P. 788.
6. **Poll D. I. A.** Transition in the infinite swept attachment line boundary layer // Aeronaut. Quart. 1979. V. 30. P. 607.
7. **Poll D. I. A.** The development of intermittent turbulence on the swept attachment line including the effects of compressibility // Aeronaut. Quart. 1983. V. 34. P. 1–23.
8. **Poll D. I. A.** Transition description and prediction in three-dimensional flows // Special course on stability and transition of laminar flow: AGARD-R-709. 1984. P. 5-1–5-23.
9. **Hall P., Malik M. R., Poll D. I. A.** On the stability of an infinite swept attachment line boundary layer // Proc. Roy. Soc. London. Ser. A. 1984. V. 395. P. 229–245.
10. **Pfenniger W., Bacon J. W.** Amplified laminar boundary layer oscillations and transition at the front attachment line of a 45 flat-nosed wing with and without boundary layer suction // Viscous drag reduction. N. Y.: Plenum Press, 1969.
11. **Lin R.-S., Malik M. R.** The stability of incompressible attachment line boundary layers: A 2D eigenvalue approach. N. Y., 1994. (Paper / AIAA; N 94-2372).
12. **Казаков А. В.** Влияние температуры поверхности на устойчивость пограничного слоя на линии присоединения скользящего крыла // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1990. № 6. С. 78–82.
13. **Казаков А. В.** Влияние температуры поверхности на устойчивость сверхзвукового пограничного слоя на линии растекания скользящего крыла // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 1997. № 5. С. 43–49.
14. **Казаков А. В.** Влияние подвода энергии на устойчивость пограничного слоя на линии растекания скользящего крыла при сверхзвуковых скоростях // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 1998. № 5. С. 90–97.
15. **Hall P., Malik M. R.** On the stability of a three dimensional attachment-line boundary layer: Weakly nonlinear theory and numerical approach // J. Fluid Mech. 1986. V. 163. P. 257–282.
16. **Spalart P. R.** Direct numerical study of leading edge contamination // AGARD CP. 1988. N 438.
17. **Joslin R. D.** Direct simulation of evolution and control of nonlinear instabilities in attachment-line boundary layers. N. Y., 1994. (Paper / AIAA; N 94-0826).
18. **Багаев Г. И., Лебига В. А., Приданов В. Г., Черных В. В.** Сверхзвуковая аэродинамическая труба Т-325 с пониженной степенью турбулентности // Аэрофизические исследования. Новосибирск: Ин-т теорет. и прикл. механики, 1972. С. 11–13.

19. **Лебига В. А.** Вопросы измерения характеристик турбулентности сжимаемых течений // Методы и техника аэрофизических исследований. Новосибирск: Ин-т теорет. и прикл. механики, 1978. С. 44–56.
20. **Kosinov A. D., Semionov N. V., Yermolaev Yu. G.** Disturbances in test section of T-325 supersonic wind tunnel ITAM SB RAS. Novosibirsk, 1999. (Prepr. / SB RAS. Inst. theor. and appl. mech.; N 6-99).
21. **Smits A. J., Hayakawa K., Muck K. C.** Constant-temperature hot wire anemometer practice in supersonic flows. Pt 1. The normal wire // J. Exp. Fluids. 1983. V. 1. P. 83–92.
22. **Жигулев В. Н., Тумин А. М.** Возникновение турбулентности. Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1987.
23. **Nayfeh A. H.** Stability of three-dimensional boundary layers // AIAA J. 1980. V. 18, N 4. P. 406–416.
24. **Шлихтинг Г.** Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1969.
25. **Гапонов С. А.** Взаимодействие сверхзвукового пограничного слоя с акустическими возмущениями // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1977. № 6. С. 51–56.
26. **Семисынов А. И., Новиков В. Е., Семенов Н. В. и др.** Экспериментальное исследование условий перехода на скользящем цилиндре в сверхзвуковом потоке. Новосибирск, 2000. (Препр. / РАН. Ин-т теорет. и прикл. механики; № 4-2000).
27. **Coleman C. P., Poll D. I. A., Laub J. A., Wolf S. W. D.** Leading edge transition on a 76 degree swept cylinder at Mach 1,6. N. Y., 1996. (Paper / AIAA; N 96-2082).

*Поступила в редакцию 27/V 2002 г.,
в окончательном варианте — 14/X 2002 г.*
