

4. Канель Г. И. Модель кинетики пластической деформации металлов в условиях ударно-волнового нагружения // ПМТФ.— 1982.— № 2.
5. Макаров П. В. Упругопластическое деформирование металлов волнами напряжений и эволюция дефектной структуры // ФГВ.— 1987.— № 1.
6. Asay J. R., Barker L. M. Interferometric measurement of shock-induced internal particle velocity and spatial variations of particle velocity // J. Appl. Phys.— 1974.— V. 45, N 6.
7. Воробьев А. А., Дремин А. Н., Канель Г. И. Зависимость коэффициентов упругости алюминия от степени сжатия в ударной волне // ПМТФ.— 1974.— № 5.
8. Канель Г. И., Разоренов С. В., Фортгов В. Е. Кинетика разрушения алюминиевого сплава АМг6М в условиях откола // ПМТФ.— 1984.— № 5.

Поступила 23/IX 1987 г.

УДК 532.526

РАЗВИТИЕ ВОЗМУЩЕНИЙ ВБЛИЗИ ПОВЕРХНОСТИ, ОБТЕКАЕМОЙ СВЕРХЗВУКОВЫМ ПОТОКОМ

С. А. Гапонов, В. И. Лысенко

(Новосибирск)

Проблема перехода ламинарного пограничного слоя в турбулентный требует изучения развития малых возмущений. В экспериментальном плане для этих целей широко используются термоанемометры с ниточными датчиками, помещенными внутри пограничного слоя, как при дозвуковых, так и при сверхзвуковых скоростях. В случае больших сверхзвуковых скоростей использование проволочных датчиков в потоке затрудняется несколькими обстоятельствами: высокой температурой торможения, относительно высокой загрязненностью потока, относительно большим скоростным напором и др. Кажется предпочтительным в этих условиях изучение развития волн непосредственно на поверхности модели. В качестве приемников возмущений могут использоваться пленочные термоанемометрические датчики (например, для замера касательных напряжений) и датчики давлений, применяемые в исследованиях турбулентных пограничных слоев. Известна работа [1], в которой датчиками давления зафиксированы неустойчивые волны в ламинарном сверхзвуковом пограничном слое.

С точки зрения теории устойчивости параллельных течений параметры волны, полученные по результатам измерений внутри пограничного слоя и на поверхности, должны совпадать. И в этом отношении степень усиления возмущений может измеряться датчиком любого типа с достаточными чувствительностью и разрешением. Например, можно попытаться измерить эту величину ниточным датчиком, помещенным на поверхности модели. К сожалению, ввиду непараллельности течения в пограничном слое параметры волны на различных расстояниях от поверхности различны. В [2] приводится полная информация по развитию возмущений массового расхода, но не дается представления о поведении колебаний других параметров, тем более на поверхности пластины.

В данной работе теоретически изучено развитие в пограничном слое возмущений всех основных параметров течения. Результаты расчетов степеней усиления градиента массового расхода, градиента температуры и давления на поверхности пластины сопоставляются с экспериментальными данными, полученными проволочными термоанемометрическими датчиками, расположенными на поверхности модели.

1. Метод расчета развития возмущений на основе линеаризованных уравнений Навье — Стокса с учетом слабой непараллельности основного течения описан в [3]. В соответствии с теорией устойчивости слаботеплопроводных течений зависимость возмущения от безразмерных координат и времени принималась в виде

$$(1.1) \quad Q_k(\bar{x}, \bar{y}) = A(\bar{x}) q_k(\epsilon \bar{x}, \bar{y}) \exp \left[i \left(\int_{\bar{x}_0}^{\bar{x}} \alpha(\xi) d\xi + \beta \bar{z} - \omega t \right) \right].$$

Здесь $A(\bar{x})$ — амплитуда; q_k — собственная функция теории устойчивости локально-параллельных течений, параметрически зависящая от продольной координаты \bar{x} ; ϵ — малый параметр, характеризующий непараллельность течения; α , β — волновые числа; ω — круговая частота. Вектор-функция q_k нормирована таким образом, чтобы максимальные напряжения трения в плоскости (\bar{x}, \bar{z}) не зависели от \bar{x} . Пространственные координаты обезразмеривались по $\delta = \sqrt{\nu_e / u_e}$, а время — по $\tau_1 = \delta / u_e$ (индексом e 70

обозначены параметры течения на границе пограничного слоя). Все расчеты проводились для пограничного слоя на плоской пластине, обтекаемой воздухом с показателем адиабаты $\gamma = 1,4$, числом Прандтля $Pr = 0,72$, законом вязкости от температуры по Саттерленду.

Согласно (1.1), степень нарастания возмущений k -го параметра потока записывается в форме

$$(1.2) \quad -2\bar{\alpha}_i^k = \frac{1}{|Q_k|} \frac{d|Q_k|}{dx} = \text{Real} \left[2\alpha i + \frac{1}{A} \frac{dA}{dx} + \frac{1}{q_k} \frac{\partial q_k}{\partial x} \right],$$

где $\alpha = \alpha_r + i\alpha_i$ — волновой вектор нулевого приближения теории устойчивости слаботеплопроводных течений (в данном случае α — собственное значение задачи Дана — Лина [4]). Второй член суммы характеризует влияние малых членов полных уравнений устойчивости, в том числе и связанных с изменением амплитуд возмущений. Наконец, третий член учитывает непосредственно изменение амплитуд при заданной нормировке и зависит не только от x , но и от нормальной к пластине координаты y .

Датчик термоанемометра реагирует на пульсации массового расхода и температуры торможения, причем чем больше перегрев датчика, тем более существен вклад пульсаций массового расхода в суммарный сигнал термоанемометра. Внутри пограничного слоя при больших перегревах датчик термоанемометра чувствителен главным образом к пульсациям массового расхода. Если колебания массового расхода обезразмерить на его величину на внешней границе пограничного слоя, то они могут быть записаны в виде линейной комбинации возмущений скорости $f = u'/u_e$, температуры $\vartheta = T'/T_e$ и давления $\pi = p'/p_e$:

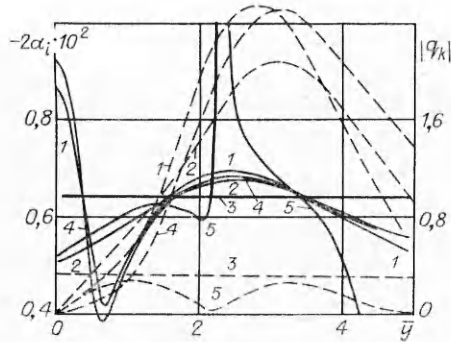
$$(1.3) \quad m = (\rho u)' / \rho_e u_e = f/T + (\pi - \vartheta)u/T$$

(T , u — безразмерные распределения температуры и скорости по пограничному слою).

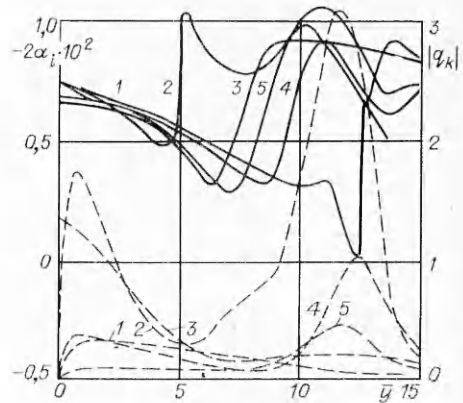
Соответствующее значение колебаний температуры торможения определяется выражением

$$(1.4) \quad \vartheta_0 = (\vartheta + (\gamma - 1)M^2 \bar{u}f) / (1 + (\gamma - 1)M^2/2).$$

На рис. 1 приведены результаты расчетов амплитуд возмущений (штриховые кривые) продольной скорости 1, температуры 2, давления 3, массового расхода 4, температуры торможения 5 и их степеней усиления (сплошные линии) для числа Маха $M = 2$ и числа Рейнольдса $R = \sqrt{x}u_e/\nu_e = 720$. Угол нормали фронта волны к направлению течения $\chi = 60^\circ$, а частотный параметр $F = \omega \nu_e / u_e^2 = 0,36 \cdot 10^{-4}$. Видно, что амплитуды колебаний массового расхода, скорости и температуры сравнимы по величине и аналогичны по характеру зависимости от $y = y/\sqrt{x\nu_e/u_e}$. Как следствие, на большей части пограничного слоя подобно поведение и их степеней роста. Различие наблюдается только вблизи поверхности. Для возмущений скорости и массового расхода степень усиления вблизи стенки выше соответствующих значений в областях максимумов амплитуд. Наоборот, степень усиления возмущений температуры вблизи поверхности ниже, чем вблизи максимума амплитуды. Уровень пульсаций температуры торможения в целом по слою значительно ниже уровня пульсаций массового расхода, и лишь при $y \leq 1$ он становится выше. Интенсивность колебаний давления и их степень усиления постоянны в приведенном диапазоне y . Уровень возмущений давления в районе максимума амплитуды массового расхода существенно ниже амплитуд пульсаций продольной скорости и температуры. Поэтому вклад возмущений давления в колебания массового расхода может быть заметным только вблизи поверхности, где f и ϑ малы. Степень усиления колебаний давления по своему значению близка к соответствующим величинам других параметров вблизи их максимумов и равна $0,64 \cdot 10^{-2}$.



Р и с. 1



Р и с. 2

Приведенные на рис. 1 данные получены для первой неустойчивой моды колебаний. Согласно [5], при увеличении M в развитии неустойчивостей начинают преобладать более высокие моды с $\chi = 0$. На рис. 2 показаны результаты расчета для второй моды при $M = 4,5$, $R = 1550$, $F = 0,135 \cdot 10^{-4}$ и $\chi = 0$ (обозначения те же, что и на рис. 1). Характерным отличием от рис. 1 является заметное изменение амплитуды возмущений давления поперек слоя. В ее распределении наблюдается два максимума: один совпадает с положением пика в распределении амплитуды возмущений массового расхода, второй (наибольший) расположен на поверхности пластины. Имеется два максимума колебаний температуры. Наибольший из них находится вблизи пика амплитуды массового расхода. Колебания продольной скорости достигают своих наибольших значений недалеко от стенки. Абсолютное их значение существенно ниже максимальных колебаний давления и температуры. Уровень пульсаций температуры торможения при $\bar{y} > 10,5$ ниже уровня пульсаций массового расхода, а при $\bar{y} \leq 7$ — выше, причем при $\bar{y} < 5$ — существенно.

С учетом распределений возмущений параметров потока внутри слоя и формулы (1.3) видно, что наибольшие колебания массового расхода (при $\bar{y} \approx 12,5$) определяются колебаниями температуры. Зависимости степеней усиления — сложные функции координаты \bar{y} . Это относится и к возмущениям давления в отличие от данных, приведенных на рис. 1. Однако усиления максимальных возмущений разных типов мало отличаются между собой. Важно отметить, что вблизи стенки темп нарастания возмущений всех параметров примерно одинаков и близок к значениям, полученным вблизи максимумов амплитуд возмущений. Кроме того, теория плоскопараллельных течений, основанная на уравнениях Дана — Линя [4], дает для этого случая $-2\alpha_i \approx 0,8 \cdot 10^{-2}$, что близко к значениям (см. рис. 2) вблизи стенки и положений максимумов амплитуд возмущений.

Остановимся несколько подробнее на развитии возмущений вблизи поверхности. Ввиду того что колебания температуры, температуры торможения, скорости и массового расхода на стенке равны нулю, их логарифмические производные не могут быть вычислены непосредственно. С другой стороны, можно показать, что они совпадают с темпами нарастания соответствующих производных по \bar{y} . Для $M = 2$ были найдены следующие значения: $-2\alpha_i^m(0) = 0,92 \cdot 10^{-2}$, $-2\alpha_i^f(0) = 0,87 \cdot 10^{-2}$, $-2\alpha_i^{\theta}(0) = -2\alpha_i^{\theta_0}(0) = 0,52 \cdot 10^{-2}$, $-2\alpha_i^{\pi}(0) = 0,64 \cdot 10^{-2}$, а из уравнений Дана — Линя получено $-2\alpha_i = 0,55 \cdot 10^{-2}$. Как уже отмечалось выше, для второй моды колебаний при $M = 4,5$ степени нарастания возмущений разных параметров близки между собой, а именно: $-2\alpha_i^m(0) = 0,68 \times 10^{-2}$, $-2\alpha_i^f(0) = 0,75 \cdot 10^{-2}$, $-2\alpha_i^{\theta}(0) = -2\alpha_i^{\theta_0}(0) = 0,75 \cdot 10^{-2}$, $-2\alpha_i^{\pi}(0) = 0,67 \cdot 10^{-2}$. Таким образом, степень нарастания возмущений для

второй моды колебаний вблизи стенки может быть определена по любой из гидродинамических величин. Полученное при этом значение близко к найденному из уравнений Дана — Линя: $-2\alpha_i = 0,8 \cdot 10^{-2}$.

Ввиду большого различия в значениях $\alpha_i^{qk}(0)$ проверка теории устойчивости параллельных течений путем экспериментальных исследований возмущений скорости, массового расхода и температуры вблизи поверхности проблематична, по крайней мере, для первой моды колебаний и небольших чисел Рейнольдса R . Наиболее подходящи в этом отношении колебания давления. Как для второй моды при больших R , так и для первой (даже при умеренных R) степень нарастания возмущений давления вблизи стенки хорошо согласуется с данными теории параллельных течений. Следует, однако, заметить, что при малых M уровень пульсаций давления низкий и необходимы для этих целей высокочувствительные датчики.

2. Эксперименты проводились в аэродинамической трубе Т-325 ИТПМ СО АН СССР [6], имеющей рабочую часть с сечением 200×200 мм (в [7] даны характеристики турбулентности потока в рабочей части Т-325), при $M = 2$ и 4 , температуре торможения $T_0 \approx 300$ К и $Re_1 = (u/v)_\infty = (4,7-30) \cdot 10^6$ м⁻¹ (Re_1 — единичное число Рейнольдса). Параметры потока (температура в форкамере, статическое давление в рабочей части и полное в форкамере) определялись стандартной аппаратурой, которой оборудованы аэродинамические трубы, что позволяло найти Re_1 со среднеквадратичной погрешностью, не превышающей $\pm 1,5$ %. В эксперименте в качестве исследуемой модели применялась стальная плоская пластина длиной 450 мм, шириной 200 мм и толщиной 8 мм с притуплением передней кромки 0,03—0,04 мм, скошенной под углом 20°. Средняя квадратичная микронеровность рабочей поверхности не превышала 2—3 мкм. Пластина жестко крепилась к боковым стенкам рабочей части трубы и устанавливалась под нулевым углом атаки.

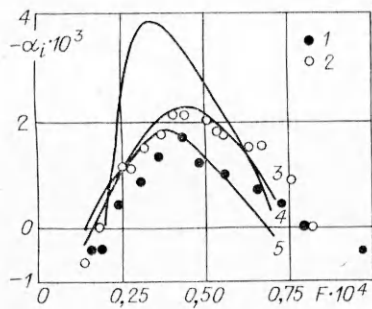
Устойчивость пограничного слоя и положение перехода определялись термоанемометром постоянного тока ТПТ-3 и пятью ниточными термоанемометрическими датчиками, расположенными на поверхности модели (на эбонитовых подложках) на расстоянии 10 мм друг от друга. Эбонитовые подложки вмонтировались в модель заподлицо с ее поверхностью. Использовались датчики с золоченой вольфрамовой нитью диаметром 6 мкм и длиной 1,5 мм. Сопротивление всех датчиков было фактически одинаковым (максимальное отличие не превышало 1 %), что позволяло считать датчики одинаковыми.

Для амплитудно-частотного анализа сигнала, получаемого от термоанемометра, применялись селективные усилители У2-8, селективный микровольтметр В6-9, генератор сигналов ГЗ-112/1. Степени усиления возмущений находились из соотношения $\alpha_i = -0,5d(\ln Q_{f_1})/dR$ (Q_{f_1} — амплитуда возмущения размерной частоты f_1). Безразмерная частота $F = 2\pi f_1/(Re_1 u_\infty)$.

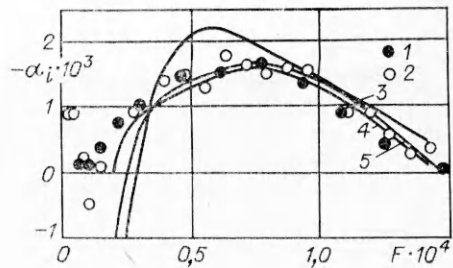
Положение перехода определялось одним поверхностным датчиком при изменении Re_1 в диапазоне $(16-30) \cdot 10^6$ м⁻¹ на основе анализа зависимости среднеквадратичного сигнала термоанемометра $\langle e \rangle$ от Re_1 . Относительная погрешность R и F составляла ± 2 % и $\pm 2,5$ %, а абсолютная погрешность α_i равна $\pm 0,3 \cdot 10^{-3}$.

От нагретого датчика потоком воздуха за единицу времени забирается энергия $\int_s q ds$, где s — площадь рабочей поверхности датчика, а тепло-

вой поток $q = \lambda dT/dr = \bar{q} + q'$ (\bar{q} — усредненная величина теплового потока, q' — пульсационная, λ — коэффициент теплопроводности, r — нормальная к поверхности нагреваемого элемента датчика координата). Для пленочного поверхностного датчика $q = \lambda dT/dy$, $q' = \lambda' d\bar{T}/dy + \bar{\lambda} dT'/dy = (d\bar{T}/dy)d\lambda/dT + \bar{\lambda} dT'/dy$. Если бы подложка обладала такими же теплопроводящими свойствами, как у стали, то на подложке



Р и с. 3



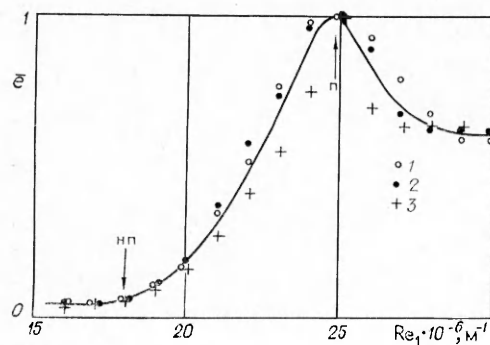
Р и с. 4

(как и на стенке модели) $T'(0) \approx 0$ (см. рис. 1, 2, [8]) и $q'(0) \approx \bar{\lambda} dT'/dy$. Тогда по изменению этой величины вдоль продольной координаты и находились бы характеристики устойчивости пограничного слоя, полученные с помощью пленочных ненагретых термоанемометрических датчиков. Для ниточного поверхностного датчика зависимость пульсаций теплового потока представляет собой линейную комбинацию $\bar{\lambda} dT'/dy$ и члена, учитывающего градиент (по y) пульсаций массового расхода (вклад этих членов различен для разных условий обтекания и свойств материала стенки).

Первая серия экспериментов проведена при $M = 2$ и $R = 685$ ($Re_1 = 4,7 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$), результаты (точки 1) представлены на рис. 3 в виде зависимости степеней (скоростей) нарастания возмущений $-\alpha_i$ от F , они сравниваются с данными [9] (точки 2), где устойчивость пограничного слоя при $M = 2$, $R = 660$ и 648 определялась в слое, близком к «критическому» (в слое с максимальным значением пульсаций напряжения на нити датчика термоанемометра). Здесь же нанесены результаты расчета степеней нарастания возмущений для максимальных (в пограничном слое) пульсаций массового расхода (линия 3), для пульсаций массового расхода на стенке (линия 4) и для пульсаций температуры и температуры торможения на стенке (здесь они совпадают) (линия 5) при $M = 2$, $R = 700$ и $\chi = 42^\circ$.

Вторая серия экспериментов проведена при $M = 4$ и $R = 795$ ($Re_1 = 6 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$). Результаты измерений (рис. 4, точки 1) сравниваются с данными [10, 11] (точки 2) для $M = 4$, $R = 780$ и $\chi = 46^\circ$, найденными вблизи критического слоя (обозначения линий 3–5, как на рис. 3).

Из рис. 3 и 4 видно, что если для $M = 2$ экспериментальные зависимости 1 и 2 несколько отличаются друг от друга (на стенке степени нарастания немного меньше), то для $M = 4$ отличия практически нет (оно в пределах погрешности измерений). Также видно, что с увеличением M кривая 5 «вырастает» относительно кривых 3 и 4 и, согласно этому, увеличивается отношение экспериментально полученных степеней нарастания возмущений на стенке к соответствующим их значениям в слое, близком к критическому, что говорит об определенном вкладе пульсаций температуры в суммарный сигнал поверхностного датчика термоанемометра. Такой вывод подтверждают и результаты проведенных дополнительно экспериментов, в которых определялись степени нарастания возмущений на стенке при разных перегревах нити датчика термоанемометра. При уменьшении перегрева (что отвечает относительному повышению чувствительности термо-



Р и с. 5

анемометра к пульсациям температуры торможения) степени нарастания $-\alpha_i$ несколько увеличились.

В следующей серии экспериментов при $M = 2$ с помощью одного поверхностного датчика находилось положение перехода ламинарного пограничного слоя в турбулентный (рис. 5). В эксперименте варьировалось единичное число Рейнольдса в диапазоне $Re_1 = (16-30) \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$, \bar{e} — нормированный на свою максимальную величину среднеквадратичный сигнал датчика термоанемометра (точки 1-3 отвечают разным перегревам нити датчика: 0,7; 0,4 и 0,2). Положение перехода, определяемое по максимуму зависимости $\bar{e}(Re_1)$, отвечает $Re_1 = 24,8 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$ и $Re_{п} = 2,73 \cdot 10^6$, а начало перехода, найденное по началу заметного роста сигнала $\bar{e}(Re_1)$, — $Re_1 = 18,2 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$ и $Re_{п}^H = 2 \cdot 10^6$. Значение $Re_{п}^H = 2,0 \cdot 10^6$, определенное в данной работе термоанемометром, очень близко к $Re_{п}^H = 2,1 \cdot 10^6$, полученному с помощью трубки полного напора [12] при тех же параметрах потока ($M = 2$, $Re_1 = 18 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$). Это говорит о возможности достаточно уверенно находить положение перехода поверхностным термоанемометрическим датчиком.

Таким образом, теоретически рассчитано все возмущенное поле течения в сверхзвуковом пограничном слое. Результаты теории хорошо согласуются с экспериментальными данными по степеням нарастания возмущений. Степени нарастания возмущений, определенные поверхностными термоанемометрическими датчиками, были примерно такие же, как степени нарастания, измеренные термоанемометром внутри пограничного слоя (вблизи критического слоя). Однако точность экспериментальных данных, полученных поверхностными датчиками, ниже, так как в пристенной области пульсации массового расхода и температуры торможения меньше соответствующих величин внутри слоя. Устойчивость течения вблизи стенки в экспериментальных исследованиях надежнее и удобнее определять по пульсациям давления. В то же время поверхностными термоанемометрическими датчиками можно достаточно уверенно фиксировать положение перехода ламинарного пограничного слоя в турбулентный.

Авторы благодарны К. В. Валяеву за помощь в проведении экспериментов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Demetriades A. Pressure fluctuations on hypersonic vehicles due to boundary-layer instabilities // AIAA J.— 1986.— V. 24, N 1.
2. Гапонов С. А. Влияние непараллельности течения на развитие возмущений в сверхзвуковом пограничном слое // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1980.— № 2.
3. Гапонов С. А. Развитие трехмерных возмущений в слабонепараллельном сверхзвуковом потоке // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук.— 1982.— Вып. 1, № 3.
4. Гапонов С. А., Маслов А. А. Развитие возмущений в сжимаемых потоках.— Новосибирск: Наука, 1980.
5. Mack L. M. Boundary layer stability theory // Document 900—277, Rev. A. Pasadena.— California, JPL, 1969.
6. Багаев Г. И., Лебига В. А., Приданов В. Г., Черных В. В. Сверхзвуковая аэродинамическая труба Т-325 с пониженной степенью турбулентности // Аэрофизические исследования.— Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1972.
7. Багаев Г. И., Лебига В. А., Харитонов А. М. Излучение звука сверхзвуковым пограничным слоем // Симпозиум по физике акустико-гидродинамических явлений.— М.: Наука, 1975.
8. Дрыжов А. С., Маслов А. А. О граничных условиях для температурных возмущений в задачах устойчивости сжимаемого газа // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук.— 1972.— Вып. 2, № 8.
9. Лысенко В. И., Маслов А. А., Семенов Н. В. Экспериментальное исследование влияния нагрева на переход и устойчивость сверхзвукового пограничного слоя // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук.— 1981.— Вып. 3, № 13.
10. Лысенко В. И., Маслов А. А. Влияние охлаждения на устойчивость сверхзвукового пограничного слоя.— Новосибирск, 1981.— (Препринт/ИТПМ СО АН СССР; № 31).

11. Lysenko V. I., Maslov A. A. The effect of cooling on the supersonic boundary layer stability // J. Fluid Mech.— 1984.— V. 147.
12. Приданов В. Г., Харитонов А. М., Черных В. В. Влияние числа Маха и единичного числа Рейнольдса на переход ламинарного пограничного слоя в турбулентный // Аэрофизические исследования.— Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1972.

Поступила 27/VIII 1987 г.

УДК 532.526

УСТОЙЧИВОСТЬ ВЫСОКОСКОРОСТНОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ

В. И. Лысенко

(Новосибирск)

В настоящее время считается общепризнанной прямая связь возникновения турбулентности с потерей устойчивости исходного ламинарного течения. Качественное влияние различных факторов на положение точки перехода ламинарной формы движения в турбулентную в целом предсказывается теорией устойчивости правильно. Это подтверждается результатами многочисленных исследований при дозвуковых и умеренных сверхзвуковых (при числах Маха $M = 2-5$) скоростях потока. Однако при больших сверхзвуковых скоростях ($M > 5$) экспериментальных работ по устойчивости пограничного слоя крайне мало, причем все они выполнены на конусах в одной и той же аэродинамической трубе АЕДС/В (центр им. Арнольда) (см., например, [1]).

1. В данной работе экспериментально и теоретически изучается устойчивость пограничного слоя при больших сверхзвуковых скоростях потока. Эксперименты проведены в азотной трубе Т-327А ИТПМ СО АН СССР при единичном числе Рейнольдса $(Re_1)_\infty = (u/v)_\infty = (0,7-1) \cdot 10^6$ 1/м, температуре торможения в форкамере $T_0 = 1100-1260$ К и давлении $p_0^\Phi = (11,6-13,2) \cdot 10^6$ Па. Чистота азота — 10 молекул кислорода на миллион молекул азота.

Рабочей моделью была полированная стальная плоская пластина длиной 330 и толщиной 8 мм, имеющая форму трапеции (ширина носика 62, а задней кромки 32 мм). Угол скоса передней кромки 7° , ее притупление $b = 0,1$ мм. В процессе измерений температура поверхности модели в области определения характеристик устойчивости пограничного слоя проверялась медь-константановой термопарой. Температура поверхности модели изменялась крайне незначительно — на 2 %. Ее средняя величина $T_{(w)} = 297$ К. За счет изменения температуры торможения температурный фактор варьировался в пределах $T_w = T_{(w)}/T_{aw} = 0,28-0,32$ (T_{aw} — температура восстановления). Пластина устанавливалась в двух положениях — при $\omega_0 = 0$ (в режиме пластины) и $\omega_0 = 7^\circ$ (в режиме клина) (ω_0 — угол наклона пластины относительно невозмущенного потока). Устойчивость пограничного слоя определялась термоанемометром постоянного тока ТПТ-4. Для амплитудно-частотного анализа полученных сигналов использовались также усилители селективные У2-8, микровольтметр селективный В6-9, генератор сигналов ГЗ-112/1, ниточные термоанемометрические датчики с золоченой вольфрамовой нитью диаметром 6 мкм и длиной 1,5 мм. С помощью координатника датчик термоанемометра одновременно перемещался над поверхностью модели в двух направлениях — вдоль продольной и нормальной координат модели.

Пневмометрические измерения (для определения M на границе пограничного слоя и распределения скоростного напора и скорости поперек пограничного слоя) проводились тензометрическим датчиком полного давления с диаметром приемного отверстия 2 мм.

Для исследованного течения параметр вязкого взаимодействия (между пограничным слоем и внешним невязким течением) $\bar{\chi} \approx M_\infty^3 / (Re_\infty)^{1/2} = 18 > 1$, т. е. наблюдается сильное взаимодействие. Пограничный слой влияет на внешнее течение так же, как и утолщение тела (на величину толщины вытеснения пограничного слоя). Например, на плоской пластине пограничный слой индуцирует головную ударную волну. Полный угол