

УДК 532.526.3.011

© 1991 г.

А. С. СКУРАТОВ, А. В. ФЕДОРОВ

ЛАМИНАРНО-ТУРБУЛЕНТНЫЙ ПЕРЕХОД ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ ЗА НЕРОВНОСТЬЮ НА ЛИНИИ РАСТЕКАНИЯ СКОЛЬЗЯЩЕГО ЦИЛИНДРА В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ

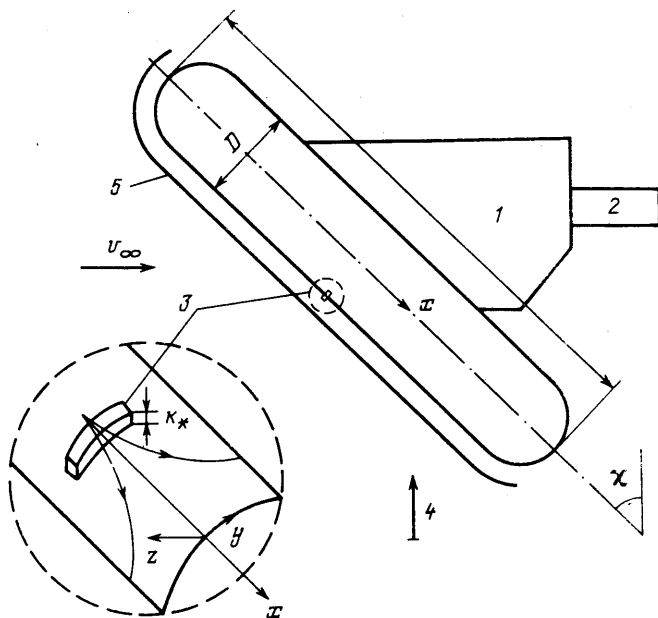
Экспериментально исследуется влияние единичной двумерной неровности и песочного турбулизатора на ламинарно-турбулентный переход пограничного слоя при сверхзвуковом обтекании скользящего цилиндра ($M_\infty=6$). Выделены характерные режимы течения за неровностью, определены их границы в зависимости от числа Рейнольдса и отношения высоты неровности к характерной толщине пограничного слоя. Проведено качественное сравнение с режимами течения за неровностью на линии растекания при обтекании цилиндра несжимаемой жидкостью [1, 3]. Методом термоиндикаторных покрытий измерены тепловые потоки вдоль линии растекания, проведено сравнение с расчетами, выполненными по методикам других авторов.

1. Источником возникновения турбулентности в пограничном слое вдоль линии растекания на затупленной передней кромке стреловидного крыла может быть неровность обтекаемой поверхности. При гиперзвуковых скоростях течения наблюдается увеличение теплового потока к стенке в зонах ламинарно-турбулентного перехода и на участках развитого турбулентного обтекания. Поэтому для прикладных задач необходимы критерии возникновения турбулентности за неровностью. С другой стороны, ламинарно-турбулентный переход на линии растекания качественно отличается от классических случаев перехода на пластине или конусе под нулевым углом атаки. Этим обусловлен интерес к детальным исследованиям данной задачи.

Хорошим введением в проблему являются работы [1–3]. В [1] экспериментально исследована турбулизация течения на линии растекания скользящего цилиндра за двумерной неровностью при дозвуковых скоростях потока, найдены определяющие параметры: число Рейнольдса R и безразмерная высота неровности k

$$R = \frac{U_e \eta}{\nu_e}, \quad k = \frac{k_*}{\eta}, \quad \eta = \sqrt{\nu_e / \left(\frac{dV_e}{dy} \right)_{y=0}} \quad (1.1)$$

Здесь U , V – составляющие скорости по x , y (см. фиг. 1), ν – кинематическая вязкость, k_* – размерная высота неровности, η – характерная толщина пограничного слоя на линии растекания, индексом e отмечены параметры на внешней границе пограничного слоя. В [1] выделены в плоскости R , k области, соответствующие качественно различным типам турбулизации пограничного слоя за неровностью. Обнаружено, что для больших неровностей, $k \geq 1,8$, существует критическое число $R_* = 245$, начиная с которого турбулентность возникает непосредственно за элементом неровности и существует на сколь угодно больших расстояниях вниз по потоку вдоль линии растекания (режим самоподдерживающейся турбулентности). В [2] критерий обобщается на случай сверхзвуковых течений $R_*^* = 245 \pm 35$.



Фиг. 1

Число Рейнольдса R^* определяется соотношением (1.1) при условии, что коэффициент кинематической вязкости вычисляется по определяющей температуре

$$T_* = T_c + 0,1(T_w - T_c) + 0,6(T_r - T_c)$$

Здесь T_r — температура восстановления, T_w — температура поверхности. Далее число Рейнольдса R^* вычисляется указанным образом. В [3] принята попытка использовать критерий $R_{*}^* = 245 \pm 35$ для предсказания ламинарно-турбулентного перехода вдоль линии растекания на наветренной поверхности треугольного крыла под большим углом атаки. С этих позиций интерпретируются натурные данные по переходу на нижней поверхности ВКС «Спейс Шаттл».

В [4] проведены эксперименты в маломощной аэродинамической трубе при числе Маха $M_\infty = 3,5$ на цилиндрах с углами скольжения 45 и 60°. Анализ данных подтвердил, что локальные параметры R^* , k являются определяющими для описания перехода за двумерной единичной неровностью. Для больших k режим самоподдерживающейся турбулентности возникал при $R_{*}^* = 300$.

Если дозвуковые режимы течения исследованы достаточно полно, эксперименты при сверх- и гиперзвуковых скоростях потока, как правило, ограничены рассмотрением только случая самоподдерживающейся турбулентности при больших неровностях. Цель работы — провести исследование гиперзвукового обтекания скользящего цилиндра в широком диапазоне k , R^* и сопоставить результаты с классификацией [1], полученной при малых скоростях течения. Результаты измерений распределений тепловых потоков к обтекаемой поверхности вдоль линии растекания и их сопоставление с расчетами представляют самостоятельный интерес.

2. Эксперименты проводились в аэродинамической трубе с рабочей частью диаметром 150 мм при числе Маха набегающего потока $M_\infty = 6$, температуре торможения $T_0 = 513$ К. Единичное число Рейнольдса варьировалось в диапазоне $Re_{\infty,1} = (0,38 - 4,58) \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$ за счет изменения давления в форкамере. Среднеквадратичные пульсации давления в ядре потока, обусловленные шумом турбулентного пограничного

слоя на стенках трубы, составляли $p_{rms}/p_e \approx 2-2,5\%$ [5], что соответствует типичным уровням фона для установок данного класса. В [4] отмечается, что турбулизация пограничного слоя вдоль передней кромки скользящего цилиндра с гладкой поверхностью слабо зависит от внешнего фона в аэродинамической трубе и происходит при числе Рейнольдса $Re_{\infty,D} = DU_{\infty}/\nu_{\infty} = (7-8) \cdot 10^5$ для широкого диапазона чисел Маха и углов стреловидности ($M_{\infty} = 10, \chi \leq 78^\circ$). Следовательно, при сильном возмущении пограничного слоя, которое вносит неровность, внешний фон тем более не будет влиять на рассматриваемый процесс турбулизации.

Модели представляли собой цилиндры с закругленными по сфере концами (фиг. 1), изготовленные из стекловолоконного материала. Шероховатость поверхности цилиндров была меньше $R_z = 4$ мкм. Использовались модели диаметром $D = 15$ и 20 мм с углами скольжения $\chi = 45$ и 60° . Длина L моделей составляла $150-205$ мм в зависимости от угла χ . К задней части цилиндра крепилась пластина 1 с хвостовиком 2 для соединения с державкой аэродинамической трубы. Каждая модель была выполнена в двух вариантах — гладкая и с регулируемой неровностью. Неровность 3 представляла собой стальную пластинку толщиной $0,2$ мм длиной в направлении y 2 мм и располагалась в середине размаха цилиндра ($x=0$). С помощью микровинта пластинка выставлялась наружу на нужную высоту k_* , измерение величины которой производилось с помощью микроскопа с ценой деления 5 мкм.

В заключительной серии опытов на моделях гладких цилиндров был установлен турбулизатор, который представлял собой четыре ряда зерен наждачного порошка со средним диаметром $d_* = 0,3$ мм. Первый ряд наклеен в сечении $x=0$, расстояние между рядами составляло примерно 2 мм, расстояние между зернами — $3-4 d_*$.

Состояние пограничного слоя возле передней кромки цилиндров определялось по распределениям теплового потока к обтекаемой поверхности вдоль линии растекания $q_w(x)$, для измерения которого применялся метод термоиндикаторных покрытий [6]. Погрешность измерения теплового потока этим методом в случае гладкой пластины составляет приблизительно 8% , в случае криволинейной поверхности она может быть несколько больше. Здесь и далее $x = x \cdot L$ — безразмерная координата, которая отсчитывается вдоль оси симметрии цилиндра от центральной по размаху точки. Использовались термоиндикаторы с температурами плавления в диапазоне $348-433$ К, следовательно, температурный фактор менялся в диапазоне $T_i = T_w/T_0 = 0,68-0,84$. Ориентация объектива кинокамеры при съемке поверхности модели с термоиндикатором показана стрелкой 4 на фиг. 1, приведенные ниже фотографии соответствуют такому же ракурсу.

Теневые снимки показали, что на верхнем по потоку конце цилиндра ($-0,5 < x < -0,4$) ударная волна 5, изображенная на схеме фиг. 1, не параллельна образующей. Однако в средней части модели, $-0,4 < x < 0,4$, угол наклона ударной волны к образующей не превосходит $20'$. Следовательно, указанный участок цилиндра обтекается в режиме, близком к случаю бесконечного размаха.

На нижнем по потоку конце цилиндра с $D = 20$ мм, $\chi = 45^\circ$ наблюдалось резкое повышение теплового потока при $x > 0,25$, что обусловлено взаимодействием течения с турбулентным пограничным слоем на стенке рабочей части. Эта область не влияла на картину течения и теплообмен вверх по потоку и исключена из рассмотрения.

Характер течения в пограничном слое (ламинарный или турбулентный) определялся путем сравнения экспериментально измеренной величины q_w с расчетными данными. Для ламинарного режима обтекания тепловой поток на линии растекания скользящего цилиндра вычислялся по формулам

$$q_w = q_{w0} \left(1 - \frac{x-1}{2} \frac{M_{\infty}^2 (1-r) \sin^2 \chi}{[1 + (\chi-1) M_{\infty}^2 / 2] (1-i_0/i_w)} \right) \psi(\chi) \quad (2.1)$$

$$q_{w0} = \frac{0,763}{\sqrt{2} Pr^{0,7}} \sqrt{\rho_0' \mu_0' \beta} \left(\frac{\rho_w \mu_w}{\rho_0' \mu_0'} \right)^{0,1} (i_0 - i_w) \quad (2.2)$$

$$\beta = \frac{dV_e}{dy} = \frac{2}{D} \sqrt{\frac{2(p_0' - p_{\infty})}{\rho_0'}}$$

$$\psi = \cos \chi, \quad M_{\infty} \cos \chi > 1;$$

$$\psi = \sqrt{\cos \chi}, \quad M_{\infty} \cos \chi < 1$$

Здесь (2.2) — формула Фэя-Ридделла для поперечно обтекаемого цилиндра; (2.1) — соотношение, учитывающее влияние на тепловой поток угла скольжения [7,8]: ρ, μ, p, i — плотность, динамическая вязкость, давление и энтальпия, $\kappa = 1,4$ — показатель адиабаты; $r = 0,857$ — коэффициент восстановления температуры при числе Прандтля $Pr = 0,715$ и ненулевом угле скольжения; величины с индексами штрих и ноль относятся к параметрам газа за прямым скачком уплотнения, с индексом w — на поверхности тела.

Для расчета теплообмена в турбулентном пограничном слое использовался интегральный метод [9], основанный на двухпараметрическом представлении семейств профилей скорости вторичного течения и на обобщенном степенном законе изменения скорости основного течения по нормали к стенке.

3. В первой серии экспериментов испытывались гладкие модели. Ниже указаны расчетные $(q_w)_{rj}$ ($j=1$ — для ламинарного и $j=2$ — для турбулентного пограничного слоя) и экспериментальные $(q_w)_e$ значения теплового потока к поверхности цилиндра с параметрами $D=20$ мм, $\chi=45^\circ$ при двух числах $Re_{\infty, D}$ (величины q_w даются в кВт/м², указаны также значения температурного фактора T_f):

$Re_{\infty, D} \cdot 10^{-5}$	T_f	$(q_w)_{r1}$	$(q_w)_{r2}$	$(q_w)_e$
3,06	0,73	44,0	72,8	42,0
9,16	0,84	36,3	91,7	83,1

Некоторые расхождения расчетных и экспериментальных данных не мешают надежно различать турбулентный и ламинарный режимы течения, что является основной целью работы. Видно, что при $Re_{\infty, D}=3,06 \cdot 10^5$ пограничный слой на линии растекания ламинарный, при $Re_{\infty, D}=9,16 \cdot 10^5$ — турбулентный.

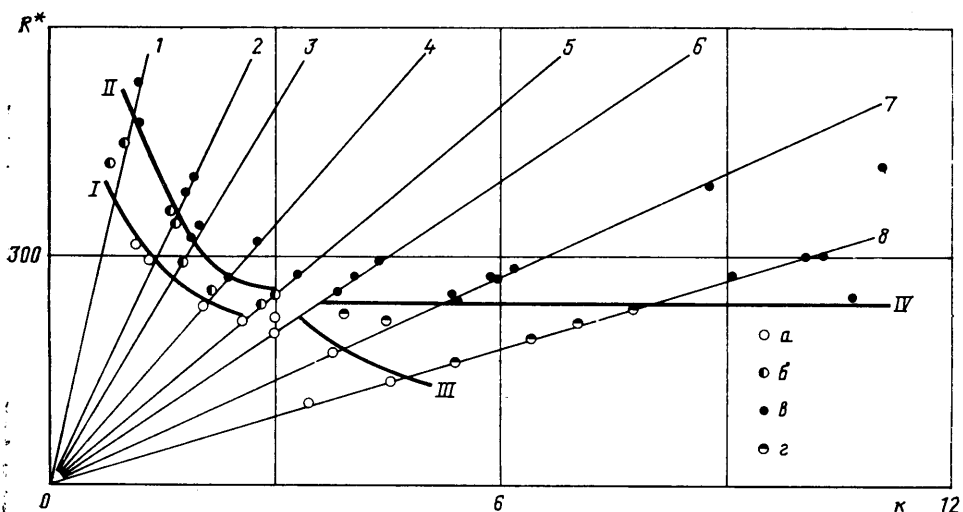
Данные, аналогичные приведенным в таблице, получены в диапазоне $Re_{\infty, D}=4 \cdot 10^5 - 9,16 \cdot 10^5$ на моделях с $D=20$ мм, $\chi=45, 60^\circ$. Оказалось, что для цилиндра с $D=20$ мм, $\chi=45^\circ$ ламинарный режим течения вдоль линии растекания сменяется турбулентным, когда достигается критическое число Рейнольдса $Re_{\infty, D}=7 \cdot 10^5$. Это согласуется с результатами работы [4], в которой указывается, что $Re_{\infty, D}=(7-8) \cdot 10^5$ при $M_\infty < 10$ независимо от уровня шума в аэродинамической трубе. Однако на цилиндре с $(D, \chi)=(20 \text{ мм}, 60^\circ)$ пограничный слой оставался ламинарным вплоть до $Re_{\infty, D}=9,16 \cdot 10^5$. Это противоречит утверждению о том, что критическое число Рейнольдса не зависит от угла стреловидности [4].

Эксперименты на моделях с элементом неровности проводились при различных единичных числах Рейнольдса и фиксированной высоте выступа k_* . В этом случае экспериментальные точки группируются вдоль лучей в плоскости k, R^* , как показано на фиг. 2.

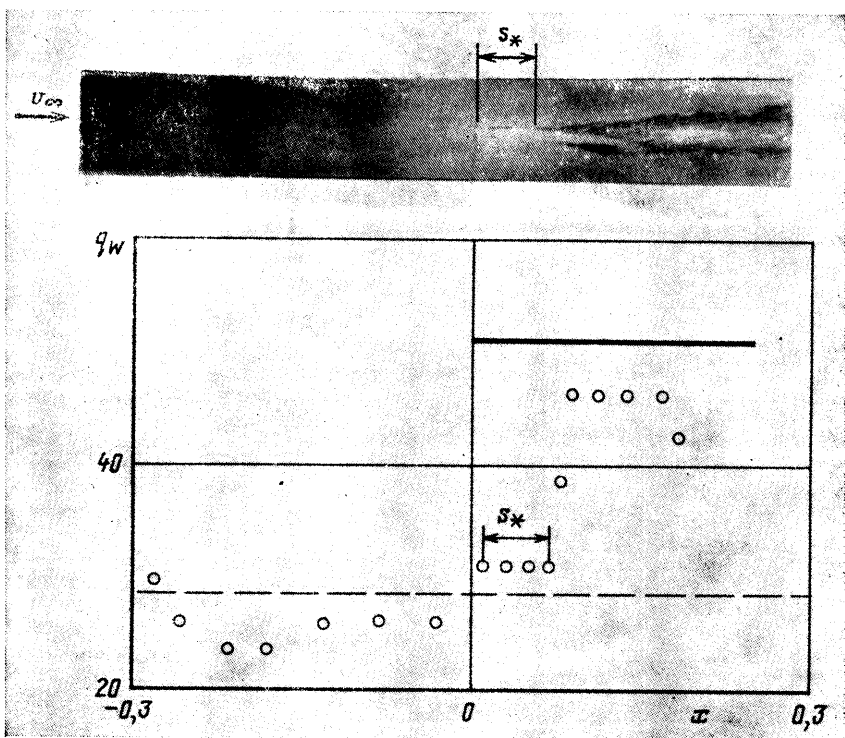
Для малых значений k (лучи 1—5) наблюдаются следующие режимы течения. Когда k, R^* малы (точки *a*), реализуется докритический режим, при котором неровность не влияет на течение, за исключением своей окрестности. Пограничный слой на линии растекания всюду находится в ламинарном состоянии.

Если двигаться вдоль одного из указанных лучей в область больших k, R^* , при пересечении линии *I* возникает закритический режим (точки *b*). В этом случае ламинарно-турбулентный переход происходит на некотором расстоянии s_* вниз по потоку от неровности. Иллюстрацией закритического режима служит фиг. 3, на которой представлены фотография цилиндра $D=20$ мм, $\chi=60^\circ$ с неровностью $k_*=0,11$ мм и распределение теплового потока $q_w(x)$. Данные соответствуют точке $k=1,64, R^*=360$, характерная толщина пограничного слоя $\eta=0,067$ мм, $T_f=0,73$. Пунктирной и сплошной горизонтальными линиями даны уровни теплового потока, рассчитанные для ламинарного и турбулентного пограничных слоев соответственно, величины q_w приведены в кВт/м². На снимке видна темная клиновидная область раннего плавления термоиндикатора с повышенным теплообменом, здесь течение турбулентное. Из распределения $q_w(x)$ видно, что до неровности и на расстоянии $s=s_*/\eta=199$ за ней пограничный слой ламинарный. Переход к турбулентности происходит в сечении, где располагается вершина турбулентного клина.

С увеличением k, R^* фронт перехода приближается к неровности и, когда луч пересекает линию *II*, устанавливается эффективный режим, при котором турбулентность возникает непосредственно за неровностью

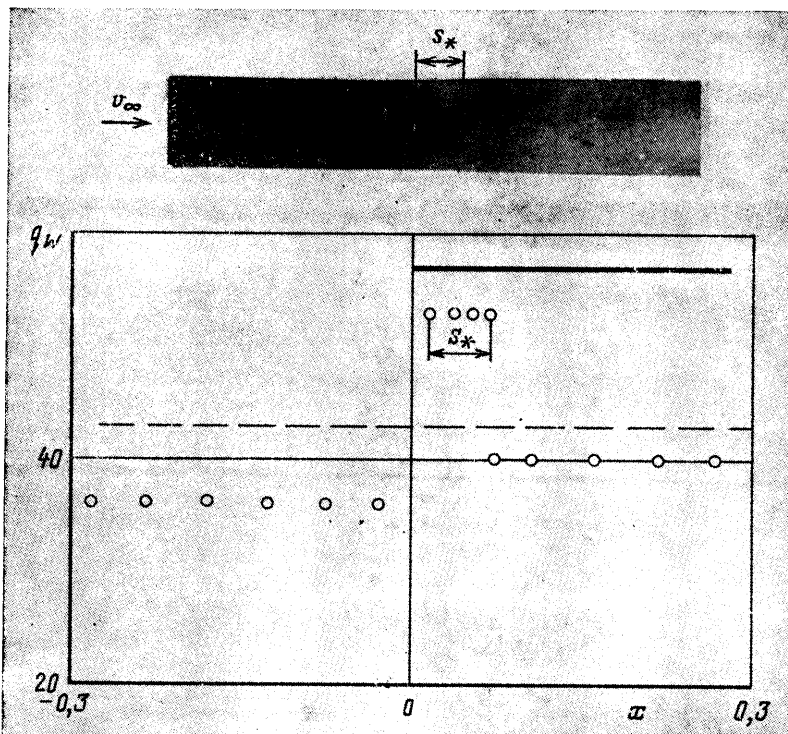


Фиг. 2



Фиг. 3

и далее существует на всем протяжении линии растекания цилиндра (точки $в$). Таким образом, в области малых неровностей картина теплообмена возле линии растекания и последовательность смены режимов качественно такие же, как в случае турбулизации пограничного слоя за единичной неровностью на пластине или конусе под нулевым углом атаки [10].

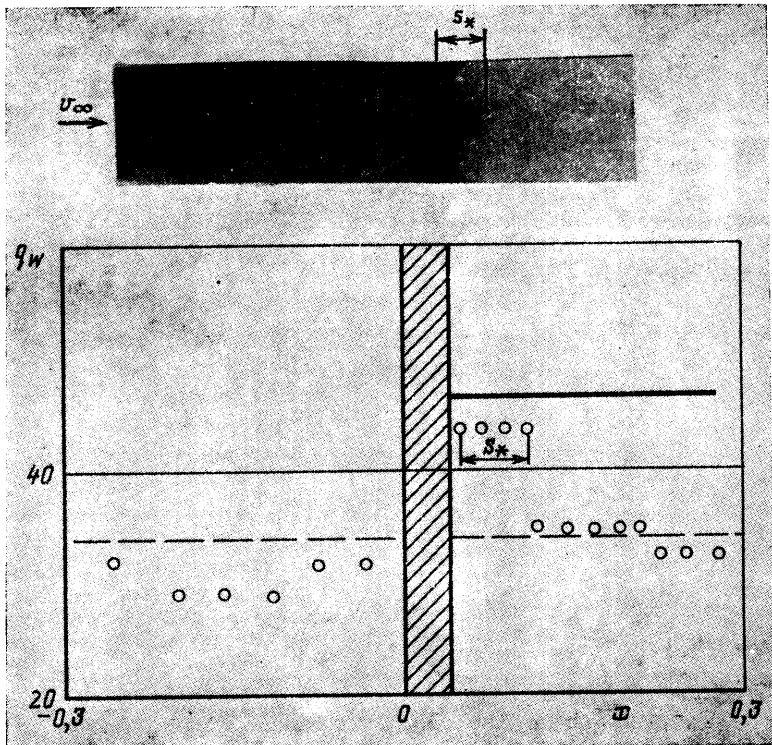


Фиг. 4

При больших значениях k , когда точки лежат на лучах, проходящих правее луча b на фиг. 2, характер ламинарно-турбулентного перехода качественно меняется. Ниже линии III (точки a) наблюдается докритический режим. Для точек g , расположенных выше линии III , реализуется режим вырождающейся турбулентности. Его пример показан на фиг. 4 для $k=7,8$; $R^*=231$. Данные получены на цилиндре $D=15$ мм, $\chi=45^\circ$ с неровностью $k_*=0,39$ мм при $\eta=0,05$ мм, $T_f=0,79$. Непосредственно за неровностью формируется зона турбулентного течения, которая отчетливо видна на снимке (черное пятно). Неровность является эффективным турбулизатором, но за счет эффекта растекания турбулентность вырождается на расстоянии s вниз по потоку от неровности ($s=s_*/\eta=203$). По мере увеличения параметров k , R^* протяженность турбулентной зоны увеличивается. После того как луч пересекает линию IV на фиг. 2, устанавливается режим самоподдерживающейся турбулентности (точки e), пограничный слой является турбулентным вдоль всей линии растекания за неровностью ($s=\infty$). Число R_*^* , при котором впервые возникает режим самоподдерживающейся турбулентности, практически не зависит от k и составляет $R_*^*=240$, что согласуется с критерием $R_*^*=245\pm 35$.

Таким образом, обнаружены качественно те же характерные режимы течения, что были классифицированы в [1] для случая малых скоростей потока. Исключением является взрывной тип перехода, который наблюдался в [1] на луче, разделяющем область малых и больших неровностей. Такой режим возможен в точках, лежащих между лучами 5 , 6 на фиг. 2. Ограниченное число данных не позволило выделить этот особый случай.

Несмотря на то что точки, приведенные на фиг. 2, получены на цилиндрах с различными диаметрами и углами скольжения, они группируются в областях с примерно одинаковыми границами I–IV в плоскости



Фиг. 5

k , R_* . Следовательно, критерии смены характерных режимов определяются только двумя локальными параметрами k , R_* при фиксированных M_∞ , T_j . Они слабо зависят от единичного числа Рейнольдса или, что то же самое, от уровня акустического фона в набегающем потоке. Данный вывод согласуется с результатами работы [4].

Дополняя результаты [2, 3] данными настоящей работы, приходим к выводу, что для двумерных неровностей критерий возникновения самоподдерживающейся турбулентности $R_*^* = 235 \pm 45$ работает в диапазоне чисел Маха $0 < M_\infty \leq 6$. Однако область его применимости по параметру k зависит от M_∞ . Так, при $M_\infty < 1$ необходимо, чтобы $k \geq 1,8$ [1, 3], а при $M_\infty = 6$ безразмерная высота неровности должна быть больше 3 (см. фиг. 2).

Чтобы выяснить, как критерий $R_*^* = 235 \pm 45$ зависит от формы неровности, были проведены эксперименты на цилиндрах с турбулизатором, описанным в п. 2. В зависимости от единичного числа Рейнольдса обнаружены те же режимы течения, что и за большой единичной неровностью. На фиг. 5 показан режим вырождения турбулентности за турбулизатором на цилиндре с $D = 20$ мм, $\chi = 60^\circ$, $Re_{\infty, D} = 1,06 \cdot 10^6$. Заштрихованная на графике область соответствует расположению элементов турбулизатора. Турбулентность существует на расстоянии $s_*/\eta = 203$, затем восстанавливается ламинарное течение. Число Рейнольдса, при котором впервые наблюдался режим самоподдерживающейся турбулентности, составляет $R_*^* = 250$. Это совпадает с критерием $R_*^* = 235 \pm 45$. Таким образом, указанный критерий не зависит от формы неровности, т. е. условия, при которых турбулентность на линии растекания перестает вырождаться, не зависят от источника возникновения турбулентности в начальном сечении.

Авторы выражают благодарность А. Ф. Киселеву за помощь при проведении расчетов теплового потока в турбулентном пограничном слое.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Poll D. I. A.* Three-dimensional boundary-layer transition via the mechanisms of «attachment line contamination» and cross flow instability // Proc. IUTAM Symp. on Laminar-Turbulent Transition. Stuttgart (Germany): Springer-Verlag, 1979, P. 252–262.
2. *Poll D. I. A.* The development of intermittent turbulence on the swept attachment line including the effects of compressibility // Aeronaut. Quarterly. 1983. V. 34. № 1. P. 1–23.
3. *Полл Д. И. А.* Новая модель перехода к турбулентности на наветренной поверхности КЛАМИ «Спейс Шаттл» // Аэрокосмич. техника. 1987. № 8. С. 5–14.
4. *Крил Т. Р. мл., Беквит И. Э., Чен Ф. Дж.* Переход пограничного слоя на стреловидных передних кромках при числе Маха $M=3,5$ // Аэрокосмич. техника. 1988. № 5. С. 63–73.
5. *Скурагов А. С., Федоров А. В.* Характеристики пульсаций давления в сверхзвуковой аэродинамической трубе и их влияние на ламинарно-турбулентный переход пограничного слоя // Уч. зап. ЦАГИ. 1991. Т. 22. № 5.
6. *Ардашева М. М., Боровой В. Я., Давлет-Кильдеев Р. З. и др.* Применение термоиндикаторных покрытий в исследованиях теплообмена // Тр. ЦАГИ. 1975. Вып. 1692. С. 130–146.
7. *Reshotko E.* Heat transfer to a yawed infinite cylinder in compressible flow // Heat transfer and fluid Mech. Inst. Stanford, 1956. 16. P.
8. *Башкин В. А.* Расчет коэффициентов сопротивления трения и теплопередачи пластины, конуса и тупоносого тела в окрестности критической точки при ламинарном течении в пограничном слое без учета диссоциации // Тр. ЦАГИ. 1964. Вып. 937. С. 12–78.
9. *Хонькин А. Д., Воронников П. П., Киселев А. Ф.* Расчет турбулентного пограничного слоя сжимаемого газа на стреловидных крыльях большого удлинения // Тр. ЦАГИ. 1985. Вып. 2265. С. 29–40.
10. *Скурагов А. С., Федоров А. В.* Экспериментальное исследование ламинарно-турбулентного перехода за трехмерной неровностью в пограничном слое на остром конусе // Изв. АН СССР. МЖГ. 1990. № 4. С. 60–66.

Москва

Поступила в редакцию
29.X.1990