

УДК 532.526

Влияние пористости поверхности на устойчивость и переход сверхзвукового пограничного слоя на плоской пластине*

**С.А. Гапонов, Ю.Г. Ермолаев, А.Д. Косинов, В.И. Лысенко,
Н.В. Семенов, Б.В. Смородский**

*Институт теоретической и прикладной механики
им. С.А. Христиановича СО РАН, Новосибирск*

E-mail: vl@itam.nsc.ru

Проведено экспериментальное и теоретическое исследование влияния проницаемости поверхности на устойчивость и ламинарно-турбулентный переход сверхзвукового пограничного слоя при числе Маха набегающего потока $M_\infty = 2$. Получено удовлетворительное количественное согласование результатов расчетов по линейной теории устойчивости с данными экспериментов с естественными возмущениями, проведенных на моделях с различными пористыми вставками.

Ключевые слова: сжимаемый пограничный слой, ламинарно-турбулентный переход, гидродинамическая устойчивость.

ВВЕДЕНИЕ

При решении ряда технических задач часто возникает вопрос об управлении пограничным слоем таким образом, чтобы течение в целом приобретало желательный характер для тех или иных целей. Одним из методов управления является отсасывание газа из пограничного слоя через проницаемую поверхность. Как показывают эксперименты, путем отсасывания можно замедлить процесс турбулизации пограничного слоя, в результате чего положение ламинарно-турбулентного перехода смещается ниже по течению. При дозвуковых скоростях экспериментально были получены критические числа Рейнольдса, превышающие значение $Re_c = 40 \cdot 10^6$. В настоящее время существует большое количество теоретических работ, объясняющих стабилизирующую роль отсасывания уменьшением толщины пограничного слоя и формированием более устойчивого профиля скорости.

Таким образом как экспериментальные, так и теоретические данные указывают на возможность стабилизации пограничного слоя путем отсасывания. Подробную информацию о стабилизации течения при дозвуковых и сверхзвуковых скоростях можно найти в монографиях [1, 2] и в ряде других работ. В большин-

* Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (код проекта 08-01-00038а).

стве теоретических работ по устойчивости пограничного слоя при отсасывании не учитываются свойства проницаемых поверхностей, которые могут сильно повлиять на устойчивость. Впервые влияние свойств проницаемого покрытия на устойчивость дозвукового пограничного слоя исследовалось в теоретической работе С.А. Гапонова [3]. В последующих работах автором предложено импедансное соотношение, связывающее возмущения скорости и давления на проницаемой поверхности с учетом сжимаемости газа. Оно использовалось для исследования и дозвуковых [3] и малых сверхзвуковых скоростей потока [4].

Долгое время эти теоретические работы были единственными в мире, а экспериментальные исследования этой проблемы отсутствовали совсем, что обуславливалось в первую очередь отсутствием качественного проницаемого материала. Отсутствие экспериментов сдерживало и совершенствование теоретической модели. В настоящее время производство пористых материалов налажено, и их спектр будет расширяться за счет использования нанотехнологий. Впервые современные проницаемые покрытия использовались в экспериментах по устойчивости гиперзвукового пограничного слоя [5–8]. Результаты этих экспериментов указывают на их удовлетворительное соответствие с расчетами [9–10], выполненными на основе подхода, предложенного в работах [3–4].

При сверхзвуковых скоростях влияние проницаемости на ламинарно-турбулентный переход отличается от случая гиперзвукового слоя. Это различие связано с тем, что при сверхзвуковых скоростях переход определяется первой неустойчивой модой, в то время как при гиперзвуковых скоростях важную роль в переходе играет вторая неустойчивая мода. Исследование первой моды осложняется тем, что неустойчивость по отношению к ней определяется наклонными (трехмерными) волнами, в то время как неустойчивость, связанная со второй модой, определяется двумерными волнами. Кроме того, в области чисел Маха $3 \leq M \leq 5$ имеет место конкуренция двух мод, и необходимо изучать как первую, так и вторую моды. При этом необходимо проводить расчеты по устойчивости в соответствии с условиями эксперимента для обоснования и улучшения теоретической модели линейной устойчивости.

Настоящая работа посвящена совместному теоретическому и экспериментальному исследованию влияния проницаемости покрытия на устойчивость и переход сверхзвукового пограничного слоя при числе Маха $M_\infty = 2$. Экспериментально впервые при указанном числе Маха изучено развитие спектральных компонент естественных возмущений. Приводится прямое сопоставление измеренных и рассчитанных кривых нарастания и инкрементов неустойчивости для различных частот возмущений. Также получены экспериментальные данные по влиянию характеристик пористого покрытия на положение ламинарно-турбулентного перехода.

1. ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперименты проводились в аэродинамической трубе Т-325 ИТПМ СО РАН [11] при числе Маха набегающего потока $M_\infty = 2$, температуре торможения потока $T_0 \approx 290$ К и двух значениях единичного числа Рейнольдса $Re_{1\infty} = (6,6 \text{ и } 11) \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$.

В качестве модели использовалась теплоизолированная плоская пластина, изготовленная из нержавеющей стали X18H9T, длиной 440 мм, толщиной 10 мм и шириной 200 мм, с носиком, скошенным под углом 14° , и радиусом притупления передней кромки около 0,05 мм. Схематичное изображение модели показано на рис. 1. Начало отсчета используемой в дальнейшем продольной (вдоль направ-

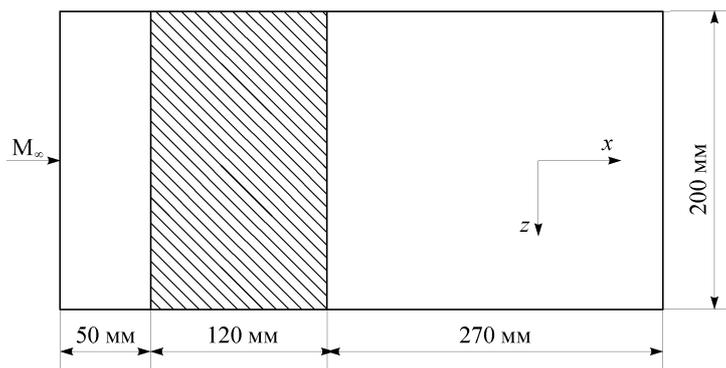


Рис. 1. Схематическое изображение экспериментальной модели плоской пластины, вид в плане. Пористая вставка показана штриховкой.

ления внешнего течения) координаты x находится на передней кромке модели. На участке 50–170 мм рабочей поверхности (на всю ширину пластины) в пластине на глубину 4,3 мм сделан паз, куда поочередно вставлялись вставки-пластинки с различными пористостью и размером пор. Основных вставок было три: непористая из нержавеющей стали (вставка 0), с пористостью 39 % из пористой нержавеющей стали ПНС-8 с чистой фильтрации (аналог размера пор) 10 мкм (вставка 1), с пористостью 32 % из пористого титана ТПП-5-МП с чистой фильтрации 40 мкм (вставка 2). Вставки 1 и 2 сделаны из материала, производимого Выксунским металлургическим заводом (ВМЗ). Пластина жестко крепилась к боковым стенкам рабочей части трубы и устанавливалась под нулевым углом атаки.

Измерения положения перехода пограничного слоя и устойчивости его к естественным возмущениям выполнялись с помощью термоанемометра постоянного сопротивления с одноточечным датчиком из вольфрамовой нити диаметром 10 мкм и длиной 1,5 мм. Величина перегрева нити датчика была 0,8, вследствие этого можно утверждать, что фиксировались преимущественно пульсации массового расхода.

Исследования естественных возмущений в пограничном слое модели проведены в слое, близком к слою с максимальными пульсациями, при $E = \text{const}$, (E — среднее напряжение в диагонали моста термоанемометра), что соответствовало линии равного массового расхода.

Пульсационные и средние характеристики потока измерялись с помощью автоматизированной системы сбора данных [12], которой оборудована аэродинамическая труба Т-325. Пульсационное напряжение с термоанемометра записывалось в ПК с помощью двенадцатиразрядного амплитудно-цифрового преобразователя с частотой отсчетов 750 кГц. Длина реализаций была 65536 точек. В каждой точке для контроля повторяемости результатов выполнялось по два измерения. Среднее напряжение термоанемометра фиксировалось вольтметром Agilent 34401A и записывалось в ПК через последовательный порт. Показания средних и пульсационных характеристик поля потока снимались через каждые 2 мм по продольной координате x . Амплитудно-частотный спектр $A(f, x)$ рассчитывался как результат осреднения спектров мощности, которое выполнялось по 101 точке, что соответствовало полосе 1,1 кГц.

2. РАСЧЕТ

Расчеты по устойчивости сжимаемого пограничного слоя на плоской пластине проводились для совершенного газа с показателем адиабаты $\gamma = 1,4$, числом Прандтля $Pr = 0,72$ и зависимостью вязкости μ от температуры по закону Сатерленда.

В рамках линейной задачи устойчивости поле потока в сжимаемом пограничном слое представим в виде суммы среднего течения плюс возмущение малой амплитуды. Основное течение рассматривается в приближении локальной параллельности [13]. Уравнения для возмущений получаются путем линеаризации уравнений движения вязкого теплопроводного сжимаемого газа (уравнения Навье–Стокса, неразрывности и энергии). Решение задачи представим в виде набора гармонических волн

$$\bar{q} = A(x)\bar{\phi}(y)\exp\left(i\int_{x_0}^x \alpha(x')dx' + i\beta z - i\omega t\right),$$

где (x, y, z) — продольная, нормальная к пластине и трансверсальная координаты, волновой вектор возмущения $\bar{k} = (\alpha, \beta)$ составлен из продольного α и трансверсального β волновых чисел, $\omega = 2\pi f$, f — частота. Все величины обезразмерены стандартным образом. Тогда для искомого вектора $\bar{\phi} = (u, u', v, p, \theta, \theta', w, w')^T$, составленного из возмущений трех компонент скорости (u, v, w) , давления p и температуры θ , а также их производных по нормальной координате можно получить систему линейных обыкновенных дифференциальных уравнений

$$\frac{d\bar{\phi}}{dy} = L(U, T)\bar{\phi}. \quad (1)$$

Ненулевые элементы L представлены в [14] и зависят как от свойств среднего потока через нормальные к поверхности модели профили продольной средней скорости и температуры $(U(y), T(y))$, так и от параметров волны — частоты и волновых чисел. Система (1) решается при следующих граничных условиях. Вне пограничного слоя

$$|\bar{\phi}| \rightarrow 0, \quad (y \rightarrow \infty). \quad (2)$$

Условия на проницаемой поверхности в соответствии с [3–4] записываются в виде:

$$u(0) = w(0) = \theta(0) = 0, \quad v(0) = Kp(0), \quad (3)$$

где комплексный параметр K представляет собой акустическую проницаемость пористого покрытия.

Для изучения пространственной устойчивости будем полагать частоту и трансверсальное волновое число вещественными величинами, а продольное волновое число α будем считать комплексным. Тогда $\alpha = \alpha_r + i\alpha_i$ будет определяться как собственное число краевой задачи (1)–(3), а компоненты $\bar{\phi}$ получим как собственные функции задачи. При этом $-\alpha_i > 0$ будут отвечать неустойчивым возмущениям, усиливающимся вниз по потоку, тогда как $-\alpha_i \leq 0$ будут соответствовать устойчивым пульсациям, затухающим с ростом x .

Величина и фаза K зависят от свойств пористого покрытия, параметров пограничного слоя (толщины, числа Маха на внешней границе) и волны, распространяющейся в пограничном слое. В настоящей работе исследуется устойчивость пограничного слоя на плоской пластине с поверхностью, покрытой пористым слоем, толщиной h^* (звездочка в верхнем индексе обозначает размерную величину,

тогда как переменные без звездочки считаются обезразмеренными по соответствующим параметрам). Рассматривается пористый слой в виде тонкой плоской пластины с цилиндрическими порами, заканчивающимися на поверхности модели, имеющими постоянный радиус r^* и ориентированными по нормали к обтекаемой поверхности. Предполагается, что радиус пор и расстояние между соседними порами s^* много меньше толщины пограничного слоя $\delta = \delta(x)$.

Для определения проницаемости K в случае сжимаемого газа в [3] использовалась теория распространения звука в длинных узких каналах. Распространение акустической волны в таком случае характеризуется константой распространения Λ и импедансом Z_0 . При этом

$$Z_0 = \sqrt{Z_1/Y_1}, \quad \Lambda = \sqrt{Z_1 Y_1}. \quad (4)$$

Здесь

$$Z_1 = \frac{i\omega J_0(k)}{T_w J_2(k)}, \quad Y_1 = -i\omega M^2 \left[\gamma + (\gamma - 1) \frac{J_2(k\sqrt{\text{Pr}})}{J_0(k\sqrt{\text{Pr}})} \right], \quad k = r \sqrt{\frac{i\omega\rho_w}{\mu_w} \text{Re}}, \quad (5)$$

где M — число Маха на внешней границе пограничного слоя, ρ — плотность газа на проницаемой/пористой стенке, $r = r^*/\delta$ — радиус пор, обезразмеренный по толщине пограничного слоя δ , J_0, J_2 — функции Бесселя соответствующего порядка, а индекс w служит для обозначения соответствующих величин на стенке. Тогда проводимость K может быть представлена как

$$K = \frac{n}{Z_0} \tanh(\Lambda h), \quad (6)$$

где n — коэффициент пористости поверхности, определяющий, какая часть всей поверхности занята порами. Если пористый слой достаточно толстый ($\Lambda h \gg 1$) (что обычно имеет место), тогда

$$K = -\frac{n}{Z_0}. \quad (7)$$

Вывод соотношений (3)–(7) более подробно описан в [3, 4] (см. также [9]).

Расчет устойчивости проводился численно путем интегрирования краевой задачи на собственные значения (1)–(3) с учетом соотношений (6) или (7) с помощью метода ортогонализаций [2]. Подробные результаты расчетов по устойчивости сверхзвукового пограничного слоя на пористой поверхности при числе Маха набегающего потока $M_\infty = 2$ приведены в [15].

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

Полученные в эксперименте результаты отражены на рис. 2–6, причем на рис. 3–6 проводится сравнение экспериментальных данных с результатами расчета.

На рис. 2 показана зависимость обезразмеренного среднеквадратичного сигнала датчика термоанемометра от продольной координаты x , отсчитываемой от передней кромки вдоль поверхности модели при $\text{Re}_{1\infty} = 11 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$ для: непористой гладкой вставки 0 (зависимость 0), вставки 1 из пористой нержавеющей стали с чистотой фильтрации 10 мкм (зависимость 1), вставки 2 из пористого титана с чистотой фильтрации 40 мкм (зависимость 2). Интервалы Δx , на которых

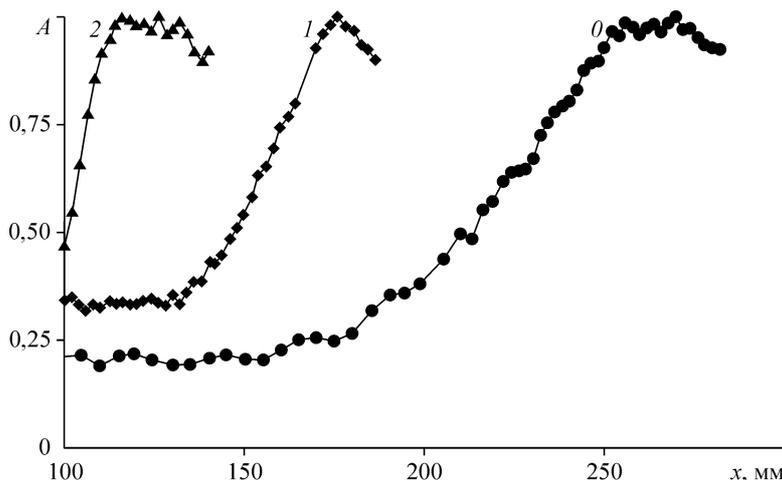


Рис. 2. Обезразмеренный среднеквадратичный сигнал датчика термоанемометра (интегральные по спектру пульсации) $\bar{A} = \bar{A}(x)$ в зависимости от продольной координаты; $Re_{1\infty} = 11 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$, 0–2 — номера вставок.

происходит рост амплитуды интегральных по спектру пульсаций, включают линейную и нелинейную области ламинарно-турбулентного перехода на модели, а максимум каждой из приведенных зависимостей соответствует положению ламинарно-турбулентного перехода. В связи с тем, что пористость вставок 1 и 2 примерно одинакова, из рис. 2 можно сделать вывод о том, что с увеличением радиуса пор проникаемой поверхности модели положение перехода пограничного слоя смещается в сторону передней кромки. Из этого следует, что пористое покрытие ускоряет переход и можно говорить о его дестабилизирующей роли.

Прямое сопоставление линейной теории устойчивости с результатами настоящих экспериментов по переходу невозможно из-за отсутствия в последних спектра возмущений по волновым числам. Поэтому сопоставление носило косвенный характер и заключалось в следующем. Известно, что уровень возмущений при заданных значениях волнового числа β и частоты ω зависит от амплитуды фоновых пульсаций во внешнем потоке и коэффициента усиления внутри слоя. Если во внешних возмущениях заданной частоты преобладают волны определенного волнового числа β , то они будут преобладать и на начальном участке их усиления в пограничном слое. Определяющие значения β выбирались на основе анализа развития возмущений на непроницаемой пластине через сопоставление экспериментальных и теоретических данных. В расчетах по линейной теории подбиралось такое значение β , при котором достигалось наилучшее совпадение с экспериментом. Расчеты показали, что при единичном числе Рейнольдса $Re_{1\infty} = 6,6 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$ наилучшее согласование теоретических кривых нарастания амплитуд возмущений с данными наблюдений для изученного диапазона частот достигается при $\beta = \text{const} \approx 0,22 \text{ рад/мм}$, а для $Re_{1\infty} = 11 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$ при $\beta \approx 0,4 \text{ рад/мм}$. Эти значения β использовались в расчетах кривых нарастания возмущений и на пластине с пористыми вставками.

На рис. 3–4 приводятся кривые нарастания амплитуды возмущений (как экспериментальные, так и расчетные ($\beta = 0,22 \text{ рад/мм}$)) на частотах $f = 10 \text{ кГц}$ (см. рис. 3) и 20 кГц (см. рис. 4) при $Re_{1\infty} = 6,6 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$ для вставок 0–2 (соответственно с непористой поверхностью (0) и с пористыми вставками с чистотой

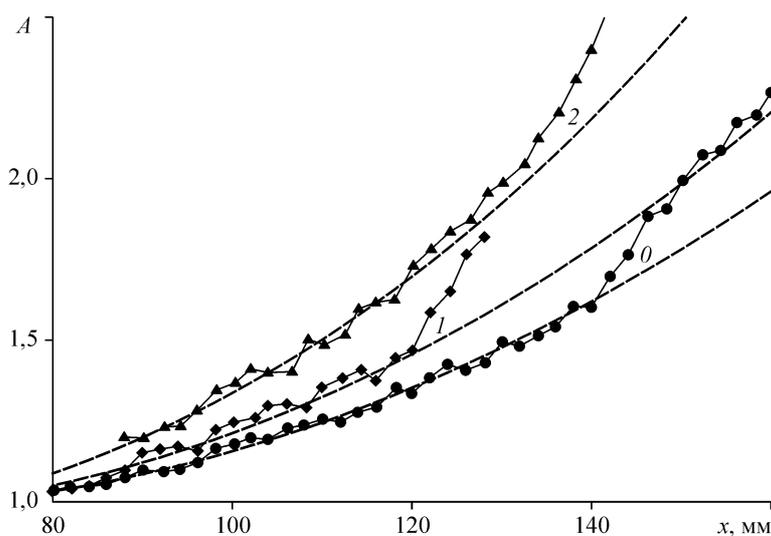


Рис. 3. Кривые нарастания амплитуды возмущений на частоте $f = 10$ кГц по продольной координате $A = A(x)$; $Re_{1\infty} = 6,6 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$, $\beta = 0,22$ рад/мм. Расчет (пунктирные линии) и эксперимент (сплошные линии с символами); 0–2 — номера вставок.

фильтрации 10 мкм (1) и 40 мкм (2)). Абсолютные значения пульсаций массового расхода, регистрируемых термоанемометром на моделях с различными вставками, были различны. Уровень пульсаций увеличивался для вставок с большим номером. В силу этого для сравнения роста возмущений приведенные кривые нарастания нормированы на единицу в фиксированном положении $A|_{x=70\text{мм}} = 1$. Видно достаточно хорошее согласование расчетных и опытных данных. Отклонение экспериментальных кривых от данных линейной теории для частоты 10 кГц (см. рис. 3), по-видимому, свидетельствует о начале нелинейной стадии перехода и происходит на сплошной непроницаемой пластине (0) при $x \approx 140$ мм, тогда как на моделях с пористыми вставками (1, 2) — при $x \approx 120$ мм. Более раннее начало нелинейной стадии на пористой поверхности обусловлено повышенным уровнем возмущений в пограничном слое на проницаемой поверхности. Уровень возмущений существенно зависит от частоты, и в установке Т-325 ИТПМ СО РАН наблюдается сильный рост фоновых пульсаций на низких частотах. Поэтому на частоте

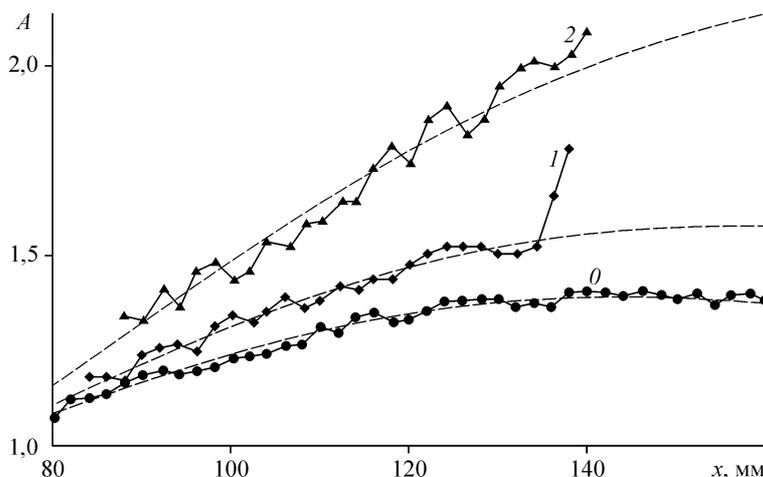


Рис. 4. Кривые нарастания амплитуды возмущений на частоте $f = 20$ кГц по продольной координате $A = A(x)$; $Re_{1\infty} = 6,6 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$, $\beta = 0,22$ рад/мм. Расчет (пунктирные линии) и эксперимент (сплошные линии с символами); 0–2 — номера вставок.

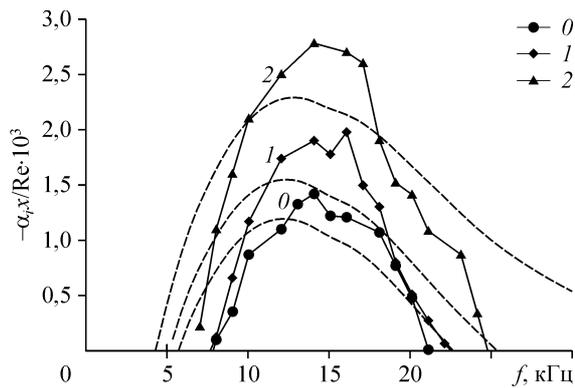


Рис. 5. Сравнение экспериментальных (символы) и расчетных (пунктирные линии) зависимостей степеней нарастания возмущений $-\alpha_i x / \text{Re}$ от частоты возмущения f ; $\text{Re}_{1\infty} = 6,6 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$, $x = 115 \text{ мм}$; 0–2 — номера вставок.

20 кГц (см. рис. 4) наблюдается более хорошее согласование измеренных кривых нарастания возмущений с данными линейной теории на моделях

со всеми вставками (0–2) при всех значениях продольной координаты.

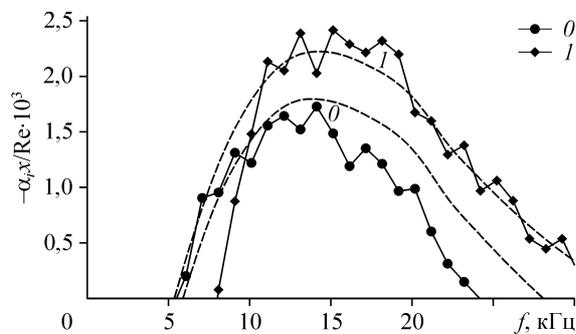
Следует отметить также, что теория (1)–(7) строго применима только для модели с регулярной пористостью в виде перфорированной плоской пластины с постоянной пористостью и радиусом пор. Реальные пористые вставки, использовавшиеся в эксперименте, обладают хаотической пористостью, поры являются извилистыми (а не цилиндрическими, нормальными к поверхности модели, как это предполагается в теории), и только в среднем диаметр пор соответствует заявленному в заводских спецификациях. Однако, несмотря на отмеченные различия, из сравнения данных теории и эксперимента, представленных на рис. 3, 4, видно хорошее согласование, что позволяет сделать вывод о достаточности разработанной теории для количественных предсказаний устойчивости и перехода сверхзвукового пограничного слоя на проницаемых поверхностях.

На рис. 5–6 показаны зависимости нормированных локальных скоростей нарастания возмущений $-\alpha_i x / \text{Re}$ от размерной частоты f при $x = 115 \text{ мм}$ и значений $\text{Re}_{1\infty} = 6,6 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$ (см. рис. 5) и $\text{Re}_{1\infty} = 11 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$ (см. рис. 6) для тех же вставок 0–2, что и на рис. 2–4. Расчетные данные приведены для оптимальных значений β , указанных выше.

В эксперименте скорости роста возмущений определялись по формуле $-\alpha_i = \partial \ln \bar{A}(f, x) / \partial x$, где $\ln \bar{A}(f, x)$ представляет собой аппроксимацию экспериментальных данных по продольной координате x . При этом погрешность в экспериментальном определении спектров $A(f, x)$ оценивалась по методике, указанной в работе [16], и составляла 5%. Для степени усиления $-\alpha_i$ можно определить только абсолютную погрешность, т. к. относительная ошибка может достигать бесконечных значений при $\alpha_i = 0$. Абсолютная погрешность складывается из ошибки в измерении $A(f, x)$

и ошибки, вызванной полиномиальной аппроксимацией.

Рис. 6. Сравнение экспериментальных (символы) и расчетных (штриховые линии) зависимостей степеней нарастания возмущений $-\alpha_i x / \text{Re}$ от частоты возмущения f ; $\text{Re}_{1\infty} = 11 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$, $x = 115 \text{ мм}$; 0–1 — номера вставок.



Последняя также составляет величину 5 % от $-\alpha_{i,\max}$, где $-\alpha_{i,\max} = \max_f [-\alpha_i]$.

Таким образом $\Delta\alpha_i \approx \pm 0,1 \alpha_{i,\max}$, что укладывается в разброс экспериментальных точек, приведенных на рис. 3, 4.

Данные теории и измерений для наиболее неустойчивых возмущений достаточно хорошо согласуются между собой, в особенности для $Re_{1\infty} = 11 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$ (см. рис. 6). В случае меньшего числа Рейнольдса (см. рис. 5) согласование локальных скоростей роста не столь хорошее и, по-видимому, объясняется влиянием внешних возмущений, действующим в данном локальном сечении x .

Данные, представленные на рис. 3–6 показывают, что увеличение размера пор приводит к росту степеней нарастания возмущений, что полностью соответствует данным по переходу на рис. 2.

Таким образом, имеется достаточно хорошее согласование данных теории и эксперимента как локально — по скоростям роста возмущений при фиксированном x (см. рис. 4, 5), так и в кривых нарастания для выбранных частот (см. рис. 2, 3). В целом можно говорить о том, что теория развития линейных возмущений в сверхзвуковом пограничном слое на проницаемой поверхности прошла проверку экспериментом, и ее предсказания достаточно точно совпадают с измерениями. Однако для более полного и детального сопоставления данных теории и опыта требуется проведение экспериментов в контролируемых условиях с возбуждением искусственных возмущений в пограничном слое на пористой поверхности. Проведение таких измерений планируется в ближайшем будущем.

ВЫВОДЫ

Проведено теоретическое и экспериментальное исследование развития поля возмущений в сверхзвуковом пограничном слое на проницаемой поверхности. Получено хорошее количественное согласование данных линейной теории устойчивости и эксперимента по развитию естественных возмущений на пористой поверхности. Показано, что введение пористого покрытия дестабилизирует возмущения в сверхзвуковом пограничном слое и ускоряет переход пограничного слоя. Увеличение размера пор на поверхности модели приводит к росту степеней нарастания возмущений в сверхзвуковом пограничном слое, что соответствует также данным по переходу, полученным в настоящей работе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бойко А.В., Грек Г.Р., Довгаль А.В., Козлов В.В. Физические механизмы перехода к турбулентности в открытых течениях. М.-Ижевск: Регулярная и хаотическая динамика (РХД). 2006. 304 с.
2. Гапонов С.А., Маслов А.А. Развитие возмущений в сжимаемых потоках. Новосибирск: Наука, 1980. 145 с.
3. Гапонов С.А. Влияние сжимаемости газа на устойчивость пограничного слоя над проницаемой поверхностью при дозвуковых скоростях // ПМТФ. 1975. № 1. С. 121–125.
4. Гапонов С.А. Устойчивость сверхзвукового пограничного слоя на проницаемой поверхности с теплообменом // Изв. АН СССР. МЖГ. 1977. № 1. С. 41–46.
5. Фомин В.М., Федоров А.В., Шиплюк А.Н., Маслов А.А., Буров Е.В., Малмут Н.Д. Стабилизация гиперзвукового пограничного слоя покрытиями, поглощающими ультразвук // ДАН. 2002. Т. 384, № 2. С. 1–5.
6. Фомин В.М., Федоров А.В., Козлов В.Ф., Шиплюк А.Н., Маслов А.А., Буров Е.В., Малмут Н.Д. Стабилизация гиперзвукового пограничного слоя поглощающими ультразвуком покрытиями с регулярной микроструктурой // ДАН. 2004. Т. 399, № 5. С. 1–5.

7. **Chokani N., Bountin D.A., Shplyuk A.N., Maslov A.A.** Nonlinear Aspects of Hypersonic Boundary-Layer Stability on a Porous Surface // AIAA J. 2005. Vol. 43, No. 1. P. 149–155.
8. **Rasheed A., Hornung H.G., Fedorov A.V., Malmuth N.D.** Experiments on passive hypervelocity boundary-layer control using an ultrasonically absorptive surface // AIAA J. 2002. Vol. 40, No. 3. P. 481–489.
9. **Fedorov A.V., Malmuth N.D., Rasheed A., Hornung H.G.** Stabilization of hypersonic boundary layers by porous coatings // AIAA J. 2001. Vol. 39, No. 4. P. 605–610.
10. **Fedorov A.V., Shplyuk A.N., Maslov A.A., Burov E.V., Malmuth N.D.** Stabilization of a hypersonic boundary layer using an ultrasonically absorptive coating // JFM. 2003. Vol. 479. P. 99–124.
11. **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 СО АН СССР, 1972. С. 11–13.
12. **Kosinov A.D., Ermolaev Yu.G., Nikolaev N.N., Semionov N.N., Semisynov A.I.** On the measurements of the pulsation in supersonic boundary layer by constant temperature hot-wire anemometer // Inter. Conf. on the Methods of Aerophysical Research: Proc., Pt 5. Novosibirsk, 2007. P. 81–86.
13. **Хейз У.Д., Пробстин Р.Ф.** Теория гиперзвуковых течений. М.: ИЛ, 1962. 608 с.
14. **Жигулев В.Н., Тумин А.М.** Возникновение турбулентности. Новосибирск: Наука, 1987. 282 с.
15. **Gaponov S.A., Smorodsky V.V.** Linear stability of supersonic boundary layer on porous surface // Recent Advances in Fluid Mechanics and Aerodynamics, Moscow, 2009, P. 68–73.
16. **Kosinov A.D., Semionov N.V., Yermolaev Yu.G.** Disturbances in test section of T-325 supersonic wind tunnel ITAM SB RAS: Препринт № 6-99. Новосибирск: Изд. ИТПМ СО РАН. 1999. 24 с.

Статья поступила в редакцию 22 октября 2009 г.