

УДК 532.526

**С. А. Гапонов¹, Ю. Г. Ермолаев¹, А. Д. Косинов^{1,2}, В. И. Лысенко¹
Н. В. Семенов¹, Б. В. Смородский¹**

¹ *Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН
ул. Институтская, 4/1, Новосибирск, 630090, Россия*

² *Новосибирский государственный университет
ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия*

*gaponov@itam.nsc.ru; yermol@itam.nsc.ru; kosinov@itam.nsc.ru; vl@itam.nsc.ru
semion@itam.nsc.ru; smorodsk@itam.nsc.ru*

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РАЗВИТИЯ ПЕРВОЙ МОДЫ НЕУСТОЙЧИВОСТИ В СВЕРХЗВУКОВЫХ ПОГРАНИЧНЫХ СЛОЯХ НА ПОРИСТЫХ ПОВЕРХНОСТЯХ*

Проведены совместные теоретические и экспериментальные исследования влияния проницаемости поверхности на линейную устойчивость сверхзвукового пограничного слоя на модели плоской пластины при числе Маха $M = 2$. Получено хорошее количественное согласование расчетов проведенных на основе линейной теории устойчивости и данных экспериментов с искусственными возмущениями на моделях с различными пористыми вставками. Показано, что с увеличением радиуса пор проницаемой поверхности модели происходит дестабилизация возмущений первой моды, распространяющихся под произвольными углами в пограничном слое.

Ключевые слова: сверхзвуковой пограничный слой, неустойчивость, ламинарно-турбулентный переход, проницаемая поверхность.

Введение

При решении ряда технических задач часто возникает вопрос об управлении пограничным слоем. Одним из методов управления является отсасывание газа из пограничного слоя через проницаемую поверхность, с помощью которого можно замедлить процесс турбулизации пограничного слоя. Стабилизирующая роль отсасывания объясняется уменьшением толщины пограничного слоя и формированием более устойчивого профиля скорости. Вопросу стабилизации тече-

ния (как при дозвуковых, так и при сверхзвуковых скоростях) посвящены работы [1, 2] и др. Однако в большинстве 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 теоретических работах С. А. Гапонова [3–5], где было предложено импедансное соотношение, связывающее возмущения скорости

* Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 12-01-00158-а).

Гапонов С. А., Ермолаев Ю. Г., Косинов А. Д., Лысенко В. И., Семенов Н. В., Смородский Б. В. Теоретическое и экспериментальное исследование развития первой моды неустойчивости в сверхзвуковых пограничных слоях на пористых поверхностях // Вестн. Новосиб. гос. ун-та. Серия: Физика. 2014. Т. 9, вып. 2. С. 65–74.

и давления на проницаемой поверхности с учетом сжимаемости газа.

Долгое время эти теоретические работы были единственными в мире, а экспериментальные исследования проблемы не проводились совсем, что было обусловлено в первую очередь отсутствием качественного проницаемого материала. Однако сейчас ситуация изменилась. В последние годы были проведены эксперименты по устойчивости гиперзвукового [6–9] пограничного слоя. Результаты этих экспериментов указывают на удовлетворительное их соответствие данным расчетов, выполненных на основе подхода, изложенного в работах [3–5] (для гиперзвуковых скоростей см.: [10; 11]).

Итак, в настоящее время есть уверенность в успешном проведении аналогичных экспериментов и при сверхзвуковых скоростях, где влияние проницаемости на ламинарно-турбулентный переход отличается от случая гиперзвукового слоя. Это различие связано с тем, что при сверхзвуковых скоростях ($M \approx 2$) переход определяется первой неустойчивой модой, известной в условиях дозвукового обтекания ($M < 1$) как Толлминовская или вихревая мода, в то время как при гиперзвуковых скоростях ($M > 5$) важную роль в переходе играет вторая мода неустойчивости, являющаяся преимущественно волной давления. Исследование первой моды осложняется тем, что неустойчивость по отношению к ней определяется наклонными (трехмерными) волнами, тогда как неустойчивость, связанная со второй модой, определяется двумерными волнами. А в области промежуточных чисел Маха $3 \leq M \leq 5$ имеет место конкуренция двух мод, и необходимо изучать как первую, так и вторую моду. При этом нужно проводить расчеты

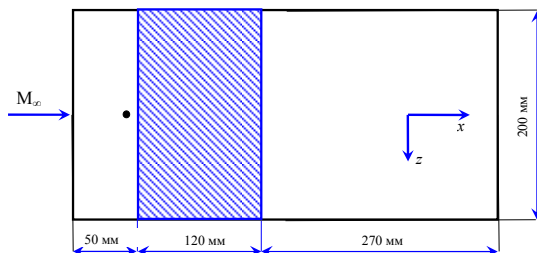


Рис. 1. Экспериментальная модель в плане. Штриховкой показана пористая вставка. Генератор возмущений показан кружком: $x_{\text{source}} = 37$ мм

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 сверхзвукового пограничного слоя при числе Маха набегающего потока $M_\infty = 2$. В более ранней работе авторов [12] было проведено определение положения естественного ламинарно-турбулентного перехода на пористых поверхностях и показано, что с увеличением радиуса пор проницаемой поверхности модели положение перехода пограничного слоя смещается в сторону передней кромки. В настоящей работе впервые проводится экспериментальное исследование при указанном числе Маха развития трехмерных спектральных компонент искусственных возмущений, возбуждаемых в пограничном слое точечным гармоническим источником. Приводится прямое сопоставление измеренных кривых нарастания и локальных инкрементов неустойчивости возмущений с расчетами по линейной теории устойчивости.

Постановка эксперимента

Эксперименты проводились в аэродинамической трубе Т-325 ИТПМ СО РАН [13] при числе Маха набегающего потока $M_\infty = 2$, температуре торможения потока $T_0 \approx 295$ К и величине единичного числа Рейнольдса $Re_{1\infty} \approx 5 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$. Поскольку Т-325 является трубой непрерывного действия (характерное время работы установки порядка 40 минут), поверхность модели с хорошей точностью может рассматриваться как теплоизолированная стенка. При этом температура стенки модели при указанных M_∞ и T_0 была $T_{\text{wall}} \approx 274$ К.

В качестве модели использовалась теплоизолированная плоская пластина, изготовленная из нержавеющей стали Х18Н9Т, длиной 440 мм, толщиной 10 мм и шириной 200 мм, с носиком, скошенным под углом 14° , и радиусом притупления передней кромки порядка 0,05 мм. Схема модели в плане показана на рис. 1. Пластина жестко крепилась к боковым стенкам рабочей части трубы и устанавливалась под нулевым уг-

лом атаки. Начало продольной (в направлении внешнего течения) координаты x находится на передней кромке модели. На участке 50–170 мм рабочей поверхности на всю ширину в пластине был сделан паз глубиной 4,3 мм, куда поочередно вставлялись пластинки с различной пористостью и размером пор. Основных вставок было три: непористая из нержавеющей стали (вставка 1); с пористостью $n = 39\%$ из пористой нержавеющей стали ПНС-8 и чистотой фильтрации (аналог размера пор) $2r_e = 10$ мкм (вставка 2); с пористостью 32% из пористого титана ТПП-5-МП и чистотой фильтрации порядка 40 мкм (вставка 3). Вставки 2 и 3 были сделаны из материала, производимого Выксунским металлургическим заводом. Толщина всех вставок, использовавшихся в настоящей работе, была равна глубине паза модели, т. е. $h_{1,2,3} = 4,3$ мм. Параметры пористых вставок:

№	$n, \%$	$2r_e, \text{мкм}$
1	0	0
2	39	10
3	32	40

Следует отметить, что под проницаемыми пористыми вставками толщиной 4,3 мм находилась подложка из непроницаемого материала. Таким образом обеспечивался нулевой средний массовый расход через пористое покрытие. В то же время нестационарные пульсации поля давления проникают из пограничного слоя в поры, распространяются вглубь проницаемого покрытия и затухают за счет вязкости.

Контролируемые возмущения вводились в ПС модели при помощи локализованного источника на основе тлеющего разряда [14]. Исследования контролируемых возмущений в пограничном слое модели проводились с помощью термоанемометра постоянного сопротивления, оснащенного вольфрамовой нитью толщиной 10 мкм и длиной 1,5 мм. Степень перегрева датчика была равна 0,8. Датчик фиксировал главным образом пульсации массового расхода. Измерения развития поля пульсаций вниз по потоку проводились в слое максимальных пульсаций, т. е. в окрестности линии одинакового массового расхода. Измерения проводились в окрестности линии ($y = 0, z = 0$), соответствующей продольной оси модели, при

$|z| < 15$ мм, т. е. достаточно далеко от боковых стенок рабочей части аэродинамической трубы (расположенных при $|z| = 100$ мм), для того чтобы исключить возможное влияние стенок.

Средние и пульсационные характеристики потока измерялись с помощью автоматизированной системы сбора данных, которой оборудована аэродинамическая труба Т-325, [15; 16]. Пульсационное напряжение с термоанемометра записывались в память компьютера с помощью двенадцатиразрядного амплитудно-цифрового преобразователя с частотой отсчетов 750 кГц. Длина реализаций была 65 536 точек. В каждой точке для контроля повторяемости результатов выполнялось по два измерения. Среднее напряжение термоанемометра фиксировалось вольтметром Agilent 34401A и записывалось в компьютер через последовательный порт. Показания средних и пульсационных характеристик поля потока снимались в ряде сечений с интервалом 15 мм по продольной координате x . Амплитудно-частотный спектр $A_{f\beta} = A(f, \beta, x)$ рассчитывался как результат осреднения спектров мощности.

Расчет

Расчеты устойчивости сжимаемого пограничного слоя воздуха на плоской пластине проводились на основе линейной теории устойчивости [2] 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 [17]. 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 $\vec{k} = (\alpha, \beta)$ составлен

из продольного α и трансверсального β волновых чисел; $\omega = 2\pi f$, f – частота. Все величины полагаются обезразмеренными стандартным образом, т. е. по масштабу Блазиуса ламинарного пограничного слоя

$$\delta = \sqrt{U_e \rho_e x / \mu_e},$$

а также по значениям средней продольной скорости U_e , давления P_e , плотности ρ_e , температуры T_e и вязкости μ_e , взятыми на внешней границе пограничного слоя. Тогда для искомого вектора

$$\vec{\phi} = (u, u', v, p, \theta, \theta', w, w')^T,$$

составленного из возмущений трех компонент скорости (u, v, w) , давления p , температуры θ и их производных по y , можно получить систему линейных обыкновенных дифференциальных уравнений:

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

Ненулевые элементы линейного оператора Лиза – Линя L представлены в [18] 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

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

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 – комплексным. Тогда $\alpha = \alpha_r + i\alpha_i$ будет определяться как собственное число краевой задачи (1)–(3), а компоненты вектора $\vec{\phi}$ получим как собственные функции задачи. При этом $-\alpha_i > 0$ будут отвечать неустойчивым возмущениям, усиливающимся вниз по потоку, тогда как $-\alpha_i \leq 0$ соответствуют

устойчивым пульсациям, затухающим с ростом x .

В данной 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 безразмерными). 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 характерной толщины пограничного слоя $\delta = \delta(x)$ и длины волны неустойчивости. В этом случае величина и фаза K зависят как от свойств пористого покрытия, параметров пограничного слоя (толщины, числа Рейнольдса, числа Маха), так и от характеристик волны, распространяющейся в пограничном слое.

Для определения проницаемости K в случае сжимаемого газа в [4] использовалась теория распространения звука в длинных узких каналах. Распространение акустической волны в таком случае характеризуется константой распространения Λ и импедансом Z_0 . При этом

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

Здесь

$$Z_1 = \frac{i\omega J_0(k)}{T_w J_2(k)},$$

$$Y_1 = -i\omega M_e^2 \left[\gamma + (\gamma - 1) \frac{J_2(k\sqrt{\text{Pr}})}{J_0(k\sqrt{\text{Pr}})} \right], \quad (5)$$

$$k = r \sqrt{\frac{i\omega \rho_w}{\mu_w} \text{Re}},$$

где M_e – число Маха на внешней границе пограничного слоя; ρ – плотность; $r = r^* / \delta$ – радиус пор, обезразмеренный по масштабу Блазиуса пограничного слоя δ ; Re – число Рейнольдса, построенное по масштабу Блазиуса; J_0, J_2 – функции Бесселя соответствующего порядка; а индекс w служит для обозначения соответствующих величин на стенке. Для пор, закрытых на дне (при

$y^* = -h^*$) непроницаемой стенкой, акустическая проницаемость K записывается в виде

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

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, то

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

Вывод соотношений (3)–(7) более подробно описан в [4; 5; 12].

Расчет устойчивости проводился численно путем интегрирования краевой задачи на собственные значения (1)–(3) с учетом соотношений (6) или (7) методом ортогонализаций [2]. Подробные результаты расчетов устойчивости сверхзвукового пограничного слоя на пористой поверхности при числе Маха набегающего потока $M_\infty = 2$ приведены в статье [19], тогда как в [12] были опубликованы результаты экспериментального исследования развития естественных пульсаций в сравнении с расчетами по линейной теории.

Результаты

На рис. 2 приводятся результаты расчетов (по линейной теории) влияния размера пор на скорость пространственного роста возмущений в сверхзвуковом пограничном слое при числе Маха $M = 2$. Нормированные инкременты возмущений $-\alpha_i^* \delta / Re_1 \cdot 10^6$ с частотным параметром $F = 50 \cdot 10^{-6}$ при числе Рейнольдса, построенном по масштабу Блазиуса $R = U_e \rho_e \delta / \mu_e = 600$, приводятся в зависимости от угла ориентации волнового вектора $\chi = \arctan(\beta/\alpha)$ для ряда значений безразмерного радиуса пор $0 \leq r^*/\delta \leq 1$. С увеличением r наблюдается монотонный рост скоростей нарастания при всех значениях угла $0 \leq \chi < 75^\circ$. Наиболее сильно пористое покрытие влияет на возмущения с малыми углами ориентации $0 \leq \chi < 20^\circ$. Так двумерное (2D, $\chi = 0^\circ$) возмущение при $r^*/\delta = 1$ имеет скорость нарастания почти в десять раз большую по сравнению с волной на непроницаемой поверхности ($r = 0$). В то же время сильно наклоненные волны с

$\chi > 70^\circ$ подвержены влиянию пористости гораздо слабее: их инкременты меняются незначительно с увеличением размера пор. Кроме того, угол χ_{\max} , отвечающий максимальным значениям скорости роста

$$-\alpha_{i,\max} = \max_{\chi} (-\alpha_i)$$

смещается от величины $\chi_{\max} \approx 58^\circ$ при $r = 0$ к значению $\chi_{\max} \approx 42^\circ$ при $r^*/\delta = 1$. Таким образом, согласно линейной теории устойчивости, увеличение радиуса пор покрытия вызывает дестабилизацию сжимаемого пограничного слоя. В этом проявляется специфика сверхзвукового пограничного слоя по сравнению с гиперзвуковым, поскольку эксперименты и расчеты [6–11] по устойчивости гиперзвукового ($M \approx 6$) пограничного слоя свидетельствуют о стабилизирующей роли пористого покрытия на вторую моду неустойчивости, играющей ведущую роль в переходе при указанном числе Маха. Ниже будет представлено прямое количественное сопоставление результатов расчетов по теории устойчивости с экспериментальными данными как для 2D, так и для 3D возмущений с $\chi \neq 0$.

На рис. 3 приводятся результаты расчета диаграммы устойчивости пограничного слоя для условий эксперимента на модели плоской пластины с непроницаемой вставкой l . Изолинии размерных (m^{-1}) скоростей пространственного роста $-\alpha_i$ 2D возмущений нанесены на плоскости «продольная координата x (мм) – частота f (кГц)»: $-\alpha_i = -\alpha_i(x, f)$. Заполненная цветом зона соот-

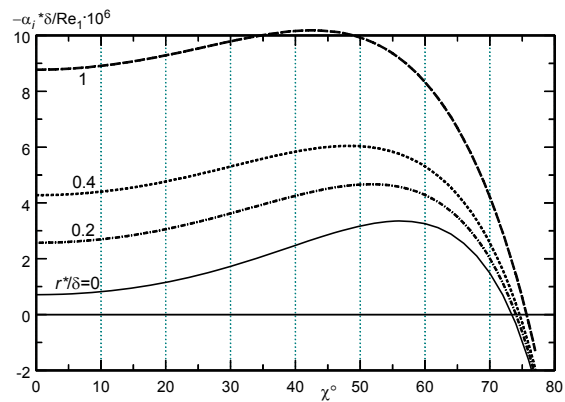


Рис. 2. Безразмерные скорости роста возмущений первой моды $-\alpha_i^* \delta / Re_1 \cdot 10^6$ в зависимости от угла ориентации χ для различных значений безразмерного радиуса пор $0 \leq r^*/\delta \leq 1$; $n = 50\%$, $F = 50 \cdot 10^{-6}$, $R = 600$

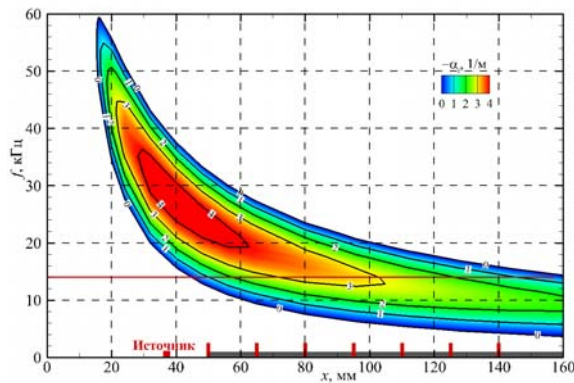


Рис. 3. Диаграмма устойчивости на непроницаемой поверхности: изолинии размерных (м^{-1}) скоростей пространственного роста 2D возмущений первой моды $-\alpha_i = -\alpha_i(x, f)$, $\chi = 0^\circ$

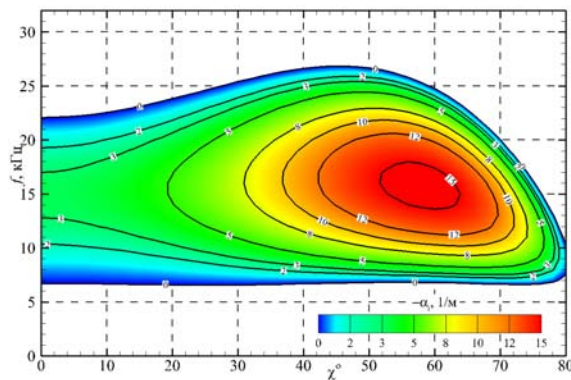


Рис. 4. Изолинии скоростей пространственного роста 3D возмущений первой моды: $-\alpha_i = -\alpha_i(\chi, f)$ (м^{-1}), на непроницаемой поверхности, $x = 95$ мм

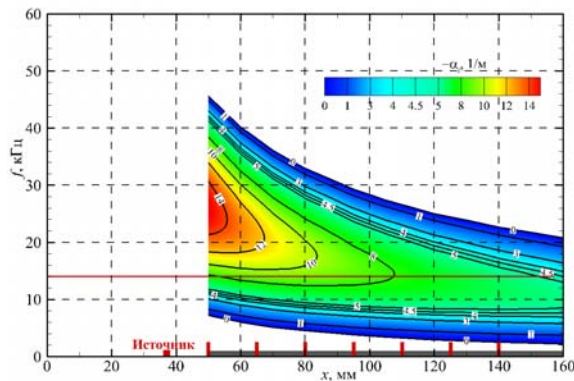


Рис. 5. Изолинии скоростей пространственного роста 2D возмущений первой моды: $-\alpha_i = -\alpha_i(x, f)$ (м^{-1}), на пористой вставке, $\chi = 0^\circ$, $n = 32\%$, $2r^* = 60$ мкм

ветствует области линейной неустойчивости, внутри которой возмущения растут по продольной координате, $-\alpha_i > 0$. Область неустойчивости отделена от области, в которой возмущения затухают с ростом продольной координаты, кривой нейтральной устойчивости: $\alpha_i = 0$. Положение пористой и непроницаемой вставок и источника контролируемых возмущений показано серой горизонтальной полосой и малым красным квадратом «Источник» соответственно. Измерения амплитуд возмущений производились термоанемометром в пограничном слое над вставкой в семи сечениях продольной координаты ($x = 50, 65, 80, 95, 110, 125, 140$ мм), в том числе и непосредственно перед передней кромкой вставки, при $x = 50$ мм, где определялся начальный спектр возмущений на частоте возбуждения. Указанные сечения отмечены на диаграмме красными вертикальными столбиками. Показанная на рис. 3 расчетная диаграмма устойчивости дает представление о диапазоне неустойчивых частот исследуемого пограничного слоя при выбранных параметрах эксперимента. Видно, в частности, что наиболее быстро растущими в середине выбранной области измерений (при $x = 95$ мм) являются 2D возмущения с $f \approx 14$ кГц (сплошная горизонтальная красная линия).

Диаграмма устойчивости, для трехмерных (3D) возмущений на плоскости угол ориентации волнового вектора χ – частота f $-\alpha_i = -\alpha_i(\chi, f)$, рассчитанная в среднем сечении области измерений, при $x = 95$ мм, приведена на рис. 4. Видно, что, согласно линейной теории устойчивости, наиболее быстро растущими являются 3D возмущения с $\chi \approx 60^\circ$ и $f \approx 14$ кГц (область, залитая красным цветом), причем скорость их нарастания приблизительно в пять раз выше максимальной скорости роста 2D возмущений. На основании расчетных данных, приведенных на рис. 3, 4, в качестве основной частоты, на которой производилась генерация искусственных возмущений в эксперименте, была определена частота $f = 14$ кГц возмущений с максимальной скоростью роста.

На рис. 5 и 6 показаны диаграммы устойчивости, аналогичные изображенным на рис. 3 и 4, но рассчитанные по линейной теории для пористой поверхности с пара-

метрами $n = 32\%$, $2r^* = 60$ мкм. Область неустойчивости на проникаемом покрытии, показанная изолиниями $-\alpha_i = -\alpha_i(x, f)$ на рис. 5, уширяется по частоте в сравнении с аналогичной областью на непроницаемой поверхности (см. рис. 3), однако это уширение становится меньше с ростом продольной координаты x . Происходит это вследствие роста толщины пограничного слоя δ вниз по потоку, в результате чего безразмерный радиус пор $r = r^*/\delta$ уменьшается.

На рис. 6 приведена аналогичная рис. 4 диаграмма устойчивости $-\alpha_i = -\alpha_i(\chi, f)$ при $x = 95$ мм, рассчитанная для пористого покрытия. Сравнение рис. 4 и 6 показывает, что использование пористого покрытия приводит к незначительному уширению диапазона неустойчивых частот от $7 \leq f \leq 27$ кГц на непроницаемой поверхности до $4 \leq f \leq 30$ кГц на пористом покрытии. При этом максимальные инкременты роста 3D возмущений увеличиваются от значения $-\alpha_{i,\max} = \max_{f,\chi}[-\alpha_i(f, \chi)] = 15,8 \text{ м}^{-1}$ (см. рис. 4) до $-\alpha_{i,\max} = 19,7 \text{ м}^{-1}$ (см. рис. 6). В то же время максимальные скорости нарастания 2D возмущений увеличиваются с $-\alpha_{i,\max} = \max_f[-\alpha_i(f, \chi = 0)] \approx 3,3 \text{ м}^{-1}$ на сплошной поверхности до $-\alpha_{i,\max} \approx 8,9 \text{ м}^{-1}$ на пористом покрытии.

Теория нуждается в верификации экспериментом. С этой целью проводились измерения развития поля искусственных возмущений, генерируемых в пограничном слое источником. Рисунок 7 демонстрирует β -спектры, измеренные на частоте возбуждения $f = 14$ кГц в экспериментах со вставками 1–3. Нормированные среднеквадратичные амплитуды возмущений $A_{f\beta}$ в выбранных сечениях продольной координаты приводятся в зависимости от размерного трансверсального волнового числа β (рад/мм). Сравнение графиков (см. рис. 7, а–в) показывает, что во всех трех экспериментах со вставками 1–3 наиболее усиливающимися вниз по потоку являются возмущения с $\beta = 0,5–0,6$ рад/мм, причем степень их роста на вставке 3 несколько больше, чем на вставках 1 и 2.

Данные, приведенные на рис. 7, а, показывают, что для непроницаемой вставки 1

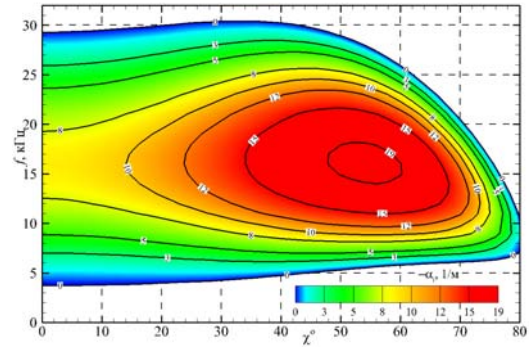


Рис. 6. Изолинии скоростей пространственного роста 3D возмущений первой моды: $-\alpha_i = -\alpha_i(\chi, f)$ (м^{-1}), пористая поверхность с $n = 32\%$, $2r^* = 60$ мкм; $x = 95$ мм

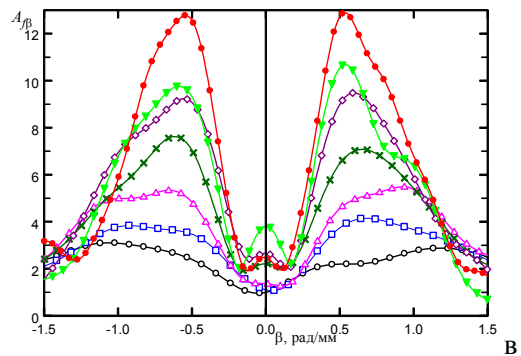
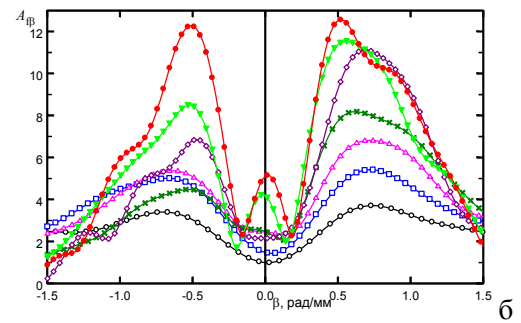
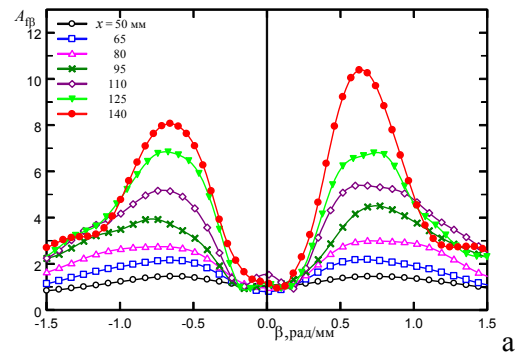


Рис. 7. Измеренные спектры возмущений: нормированные среднеквадратичные амплитуды $A_{f\beta}$ в зависимости от трансверсального волнового числа β в ряде сечений $50 \leq x \leq 140$ мм для вставок 1–3 (а–в соответственно); на частоте $f = 14$ кГц

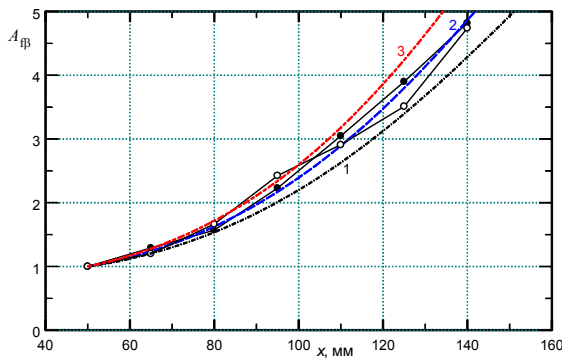


Рис. 8. Нормированные кривые роста возмущений на частоте $f=14$ кГц на вставке 3: $\beta = \pm 0,6$ рад/мм. Сравнение эксперимента (символы) и линейной теории (штриховые линии): $2r^* = 40, 60, 80$ мкм (кривые 1–3 соответственно)

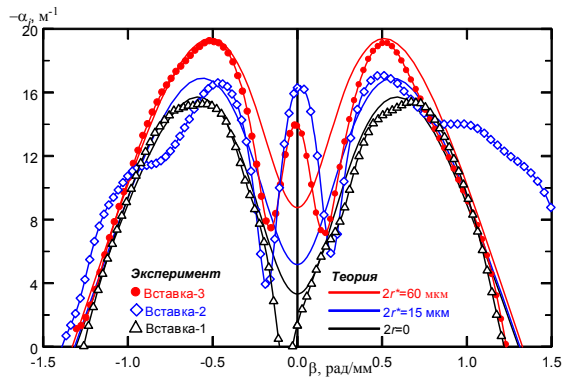


Рис. 9. Скорости пространственного роста возмущений $-\alpha_i$ в зависимости от трансверсального волнового числа β для вставок 1–3; $x=95$ мм. Сравнение теории (сплошные линии) и измерений (символы)

возмущения с $\beta = +0,6$ рад/мм усиливаются в 7 раз на участке $50 \leq x \leq 140$ мм, тогда как возмущения с $\beta = -0,6$ рад/мм вырастают в 5,5 раз. Таким образом, некая асимметрия поля возмущений развивается в наиболее нижнем по течению положении измерений. В эксперименте с мелкопористой вставкой 2 (см. рис. 7, б) было обнаружено, что не только 3D пульсации с $|\beta| \approx 0,5$ рад/мм усиливаются вниз по потоку, но также имеется и аномальный рост 2D пульсаций с $|\beta| < 0,2$ рад/мм. В экспериментах с крупнопористой вставкой 3 (см. рис. 7, в) указанное аномальное усиление 2D возмущений также видно, хотя оно проявляется несколько слабее в сравнении с рис. 7, б.

На рис. 8 показан пример сравнения измеренных и рассчитанных кривых нараста-

ния амплитуд возмущения на вставке 3 при $f=14$ кГц и $\beta = \pm 0,6$ рад/мм (открытые и заполненные цветом символы соответственно). Расчеты были проведены для различных значений диаметра пор пористого покрытия $2r^* = 40, 60, 80$ мкм. Можно видеть, что наилучшее согласование рассчитанных кривых нарастания с данными эксперимента достигается при значении $2r^* = 60$ мкм, что на 50 % больше значения чистоты фильтрации даваемой производителем пористого материала. Аналогичное сравнение было проведено для целого ряда значений β для вставок 2 и 3. Результатом такого сопоставления явился вывод о том, что для двух использовавшихся в экспериментах пористых вставок с малым и большим размером пор, диаметр пор в расчетах по линейной теории устойчивости следует брать на 50 % больше значений чистоты фильтрации, даваемых производителем. Только в этом случае можно достичь хорошего количественного согласования в целом по кривым нарастания амплитуд возмущений. Причиной является следующее. Чистота фильтрации определяется по максимальному размеру твердых частиц, способных проходить через данный образец пористого материала. Однако она не соответствует эффективному размеру пор для газа, а определяет некий минимальный размер пор проницаемого материала. В то же время для использующейся в настоящей работе теории требуется именно усредненный эффективный диаметр пор проницаемого покрытия, который и был определен по результатам сопоставления расчетов и измерений.

На рис. 9 представлено прямое сопоставление измеренных и рассчитанных локальных скоростей пространственного роста $-\alpha_i = -\alpha_i(\beta)$, определенных в середине области измерений: $x=95$ мм. Экспериментальные инкременты определялись путем регрессии (аппроксимации полиномами) данных измерений для кривых нарастания возмущений $\ln A(x)$ с различными β . Скорость усиления рассчитывалась по формуле $-\alpha_i = \partial \ln A(x) / \partial x$. Размерные величины скоростей роста показаны на рис. 9 в зависимости от трансверсального волнового числа. Снова расчеты по линейной теории устойчивости проводились для различных значений диаметра пор $2r^*$, в результате чего

вновь был сделан вывод о том, что наилучшего согласования по локальным скоростям роста удастся достичь при значении диаметра пор на 50 % больше значений чистоты фильтрации от производителя. Расчеты, проведенные именно с этими значениями радиуса пор, и приводятся на рис. 9, где видно хорошее количественное согласование теории (сплошные линии) и эксперимента (символы) как по положению, так и по величине максимальных инкрементов на всех трех вставках: $\beta_{\max} = \pm(0,5-0,6)$ рад/мм. В целом теория и эксперимент неплохо согласуются для значений $|\beta| \geq 0,25$ рад/мм. Увеличение размера пор приводит к росту инкрементов возмущений при всех β . При этом положение максимальных скоростей роста $-\alpha_{i,\max} = \max_{\beta} [-\alpha_i(\beta)]$, рассчитанных для условий эксперимента, смещается от $|\beta| \approx 0,6$ рад/мм при $r=0$ (вставка 1) к $|\beta| \approx 0,5$ рад/мм при $2r^* \approx 40$ мкм (вставка 3). Видно, что экспериментальные данные по положению $-\alpha_{i,\max}$ наилучшим образом согласуются с теорией для вставок 1 и 3. На мелкопористой вставке 2 согласование несколько хуже. Причины такого расхождения пока не установлены. Расхождение данных теории и эксперимента наблюдается также для малых значений $|\beta| < 0,2$ рад/мм. Наблюдающийся в эксперименте и отсутствующий в линейной теории аномальный рост квази-2D возмущений объясняется началом нелинейных процессов в пограничном слое [20].

Выводы

Проведено экспериментальное и теоретическое исследование влияния свойств пористого покрытия на плоской пластине на устойчивость сверхзвукового пограничного слоя при числе Маха набегающего потока $M = 2$. Впервые построены спектры возмущений на проницаемой поверхности по трансверсальному волновому числу и исследовано развитие трехмерных возмущений. Получено хорошее количественное согласование результатов расчетов по линейной теории устойчивости с данными экспериментов, проведенных с искусственными возмущениями на моделях с различными пористыми вставками как по инте-

гральным кривым нарастания возмущений, так и по локальным скоростям роста. Поскольку имеющиеся у авторов образцы пористых материалов имеют очень близкие коэффициенты пористости, но сильно отличаются по размеру пор (см. таблицу выше), делается вывод о том, что аналогично случаю развития естественных возмущений [12] увеличение диаметра пор приводит к дестабилизации пограничного слоя, что ускоряет ламинарно-турбулентный переход. В результате проведенных исследований можно сделать заключение о том, что стабилизирующее действие отсасывания пограничного слоя через проницаемую поверхность с целью затянуть переход может быть уменьшено или даже отменено дестабилизирующим влиянием самой пористой поверхности на развитие первой моды неустойчивых пульсаций сверхзвукового пограничного слоя.

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: РХД, 2006. 301 с.
2. Гапонов С. А., Маслов А. А. Развитие возмущений в сжимаемых потоках. Новосибирск: Наука, 1980. 144 с.
3. Гапонов С. А. Влияние свойств пористого покрытия на устойчивость пограничного слоя // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук, 1971. № 3, вып. 1. С. 21–23.
4. Гапонов С. А. Влияние сжимаемости газа на устойчивость пограничного слоя над проницаемой поверхностью при дозвуковых скоростях // ПМТФ. 1975. № 1. С. 121–125.
5. Гапонов С. А. Устойчивость сверхзвукового пограничного слоя на проницаемой поверхности с теплообменом // Изв. АН СССР. МЖГ. 1977. № 1. С. 41–46.
6. Фомин В. М., Федоров А. В., Шиплюк А. Н. и др. Стабилизация гиперзвукового пограничного слоя покрытиями, поглощающими ультразвук // ДАН. 2002. Т. 384, № 2. С. 1–5.
7. Фомин В. М., Федоров А. В., Козлов В. Ф. и др. Стабилизация гиперзвукового пограничного слоя поглощающими ультразвуком покрытиями с регулярной микроструктурой // ДАН. 2004. Т. 399, № 5. С. 1–5.
8. Chokani N., Bountin D. A., Shiplyuk A. N. et al. Nonlinear Aspects of Hypersonic Bound-

ary-Layer Stability on a Porous Surface // AIAA J. 2005. Vol. 43. No. 1. P. 149–155.

9. *Rasheed A., Hornung H. G., Fedorov A. V. et al.* Experiments on Passive Hypervelocity Boundary-Layer Control Using an Ultrasonically Absorptive Surface // AIAA J. 2002. Vol. 40. No. 3. P. 481–489.

10. *Fedorov A. V., Malmuth N. D., Rasheed A. et al.* Stabilization of Hypersonic Boundary Layers by Porous Coatings // AIAA J. 2001. Vol. 39. No. 4. P. 605–610.

11. *Fedorov A. V., Shiplyuk A. N., Maslov A. A. et al.* Stabilization of a Hypersonic Boundary Layer Using an Ultrasonically Absorptive Coating // JFM. 2003. Vol. 479. P. 99–124.

12. *Гапонов С. А., Ермолаев Ю. Г., Косинов А. Д. и др.* Влияние пористости поверхности на устойчивость и переход сверхзвукового пограничного слоя на плоской пластине // Теплофизика и аэромеханика. 2010. Т. 17, № 2. С. 281–290.

13. *Багаев Г. И., Лебига В. А., Приданов В. Г. и др.* Сверхзвуковая аэродинамическая труба Т-325 с пониженной степенью турбулентности // Аэрофизические исследования. Новосибирск, 1972. С. 11–13.

14. *Kosinov A. D., Semionov N. V., Shevelkov S. G.* Investigation of Supersonic Boundary Layer Stability and Transition Using Controlled

Disturbances // Proc. Intern. Conf. Meth. Aerophys. Research. Novosibirsk, 1994. Pt. 2. P. 159–166.

15. *Kosinov A. D., Semionov N. V., Ermolaev Yu. G.* Disturbances in the Test Section of T-325 Supersonic Wind Tunnel // Preprint No. 6-99. Novosibirsk, ITAM SB RAS, 1999.

16. *Kosinov A. D., Ermolaev Yu. G., Nikolaev N. N. et al.* On the Measurements of the Pulsation in Supersonic Boundary Layer by Constant Temperature Hot-Wire Anemometer // Proc. Intern. Conf. Meth. Aerophys. Research. Novosibirsk, 2007. Pt. 5. P. 81–86.

17. Дорренс У. Х. Гиперзвуковые течения вязкого газа. М.: Мир, 1966. 440 с.

18. *Жигулев В. Н., Тумин А. М.* Возникновение турбулентности. Новосибирск: Наука, 1987. 282 с.

19. *Gaponov S. A., Smorodsky B. V.* Linear Stability of Supersonic Boundary Layer on Porous Surface // Recent Advances in Fluid Mechanics and Aerodynamics. Moscow, 2009. P. 68–73.

20. *Косинов А. Д., Ермолаев Ю. Г., Семенов Н. В.* Об «аномальных» нелинейных волновых явлениях в сверхзвуковом пограничном слое // ПМТФ. 1999. Т. 40, № 5. С. 91–98.

Материал поступил в редколлегию 21.04.2014

**S. A. Gaponov¹, Yu. G. Ermolaev¹, A. D. Kosinov^{1,2}, V. I. Lysenko¹
N. V. Semionov¹, B. V. Smorodsky¹**

¹ *Institute of Theoretical and Applied Mechanics of SB RAS
4/1 Institutskaya Str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation*

² *Novosibirsk State University
2 Pirogov Str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation*

*gaponov@itam.nsc.ru; yermol@itam.nsc.ru; kosinov@itam.nsc.ru; vl@itam.nsc.ru; semion@itam.nsc.ru;
smorodsk@itam.nsc.ru*

THEORETICAL AND EXPERIMENTAL INVESTIGATION OF THE FIRST INSTABILITY MODE DEVELOPMENT IN SUPERSONIC BOUNDARY LAYERS ON POROUS COATINGS

In the present study we have performed combined theoretical and experimental investigation of the surface permeability influence on the linear stability of the supersonic flat-plate boundary layer at free-stream Mach number $M = 2$. Good quantitative agreement was obtained between the data calculated by the linear theory of stability and the data obtained in experiments with artificially generated disturbances performed on models with various porous inserts. It is shown that increase of the permeable surface pore size leads to the destabilization of the first instability modes propagating under arbitrary angles in the boundary layer.

Keywords: supersonic boundary layer, instability, laminar-turbulent transition, permeable coating.