

УДК 532.526.2:533.6.011.5

© 2006 г. И. В. ЕГОРОВ, В. Г. СУДАКОВ, А. В. ФЕДОРОВ

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СТАБИЛИЗАЦИИ СВЕРХЗВУКОВОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ НА ПЛОСКОЙ ПЛАСТИНЕ ПОРИСТЫМ ПОКРЫТИЕМ

На основе численного решения двумерных уравнений Навье-Стокса исследована устойчивость и восприимчивость сверхзвукового ($M_\infty = 6$) пограничного слоя на плоской пластине с пассивным пористым покрытием, частично поглощающим возмущения потока. Результаты прямого численного моделирования хорошо согласуются с данными линейной теории устойчивости. Исследования подтверждают возможность эффективной стабилизации второй моды сверхзвукового пограничного слоя с помощью пористых покрытий.

Ключевые слова: уравнения Навье-Стокса, сверхзвуковые течения, пограничный слой, устойчивость, акустические волны, численное моделирование, пористые покрытия.

При малых возмущениях набегающего потока ламинарно-турбулентный переход на аэродинамически гладкой поверхности крыла или другого элемента летательного аппарата происходит из-за роста различных неустойчивых мод пограничного слоя. Теория устойчивости и эксперимент показывают, что в высокоскоростном, преимущественно двумерном пограничном слое может доминировать первая или вторая мода возмущений. Первая мода соответствует волнам Толлмина – Шлихтинга и может быть стабилизирована охлаждением поверхности, отсосом, благоприятным градиентом давления [1]. Вторая мода – результат невязкой неустойчивости, она принадлежит семейству акустических мод. Ее существование было предсказано теоретически [2] и подтверждено экспериментально [3–5]. При достаточно больших местных числах Маха (примерно $M_e > 4$ для безградиентного пограничного слоя на теплоизолированной поверхности) вторая мода становится доминирующей. В отличие от первой моды охлаждение дестабилизирует вторую моду. Так как температура поверхности типичного высокоскоростного летательного аппарата существенно ниже температуры теплоизолированной стенки, неустойчивость первой моды подавляется естественным образом, тогда как вторая мода нарастает быстрее и может вызвать относительно ранний переход к турбулентности. В этих случаях для увеличения ламинарного участка обтекания необходимо стабилизировать возмущения второй моды.

Так как вторая мода представляет собой высокочастотные (ультразвуковые) акустические возмущения, в [6] высказано предположение, что пассивные пористые покрытия, поглощающие ультразвук, могут эффективно стабилизировать такой тип неустойчивости. Эта гипотеза подтверждена теоретическими исследованиями, выполненными на основе линейной теории устойчивости в невязком [6] и вязком [7] приближениях. Показано, что относительно тонкий пористый слой может вызвать сильное уменьшение инкрементов роста второй моды. При этом эффективный размер пор можно выбрать настолько малым, чтобы шероховатость пористой поверхности не повлияла на устойчивость и переход пограничного слоя. Эксперименты [8], выполненные на модели острого конуса в высокоэнтальпийной ударной трубе GALCIT T5 при числе Маха набегающего потока $M_\infty = 5-6$, косвенно подтвердили теоретические выводы. Установлено, что такое покрытие с равномерно распределенными вертикальными порами, имеющими форму

глухих цилиндрических отверстий, обеспечивало ламинарное обтекание вплоть до основания конуса, в то время как на сплошной поверхности переход наблюдался в среднем сечении конуса.

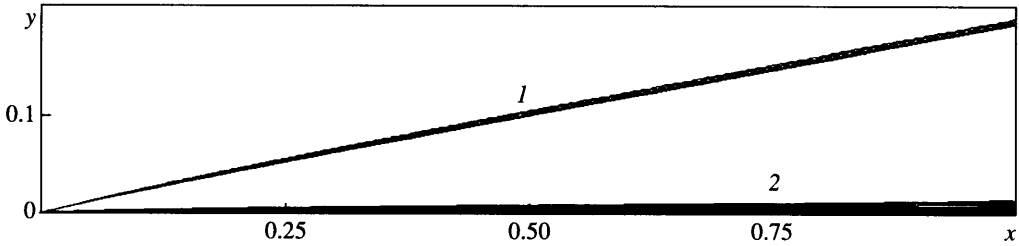
Так как в этих экспериментах не измерялись возмущения и их устойчивость, ответ на вопрос: действительно ли покрытие стабилизирует вторую моду, остался открытым. Это стимулировало экспериментальные исследования неустойчивых возмущений в пограничном слое на конусе с различными покрытиями. Первая серия экспериментов [9, 10] была выполнена в аэродинамической трубе Т-326 ИТПМ СО РАН ($M_\infty \approx 6$) на остром конусе, покрытом пористым слоем с хаотичной микроструктурой (металлическим фетром). Термоанемометрические измерения и теоретические расчеты на основе линейной теории устойчивости показали, что такое покрытие сильно стабилизирует вторую моду и немного дестабилизирует первую. Вторая серия экспериментов [11] выполнена в той же аэродинамической трубе на конусе с покрытием, имеющим регулярную микроструктуру (перфорированный тонкий лист, аналогичный тому, который использовался в экспериментах [8]). Показано, что данное покрытие также стабилизирует вторую моду. Измеренные фазовые скорости и амплитуды возмущений удовлетворительно согласуются с линейной теорией устойчивости.

Вышеупомянутые исследования подтвердили, что пористый слой уменьшает инкременты роста второй моды и, как следствие, затягивает переход в высокоскоростном пограничном слое. Однако задача более точного моделирования данного эффекта остается актуальной. В предыдущих работах расчеты выполнялись по линейной теории устойчивости либо в локально-параллельном приближении, либо с частичным учетом эффектов непараллельности. В качестве стационарного (среднего) течения использовалось автомодельное решение для пограничного слоя на остром конусе, т.е. эффекты вязко-невязкого взаимодействия не учитывались. Неоднородности, обусловленные краевыми эффектами начала и конца участка с пористым слоем, также не рассматривались. Взаимодействие внешних возмущений набегающего потока (акустических, вихревых и энтропийных возмущений) с покрытием не моделировалось.

Все эти аспекты можно учесть методами прямого численного моделирования, которые применяются к задачам устойчивости [12, 13] и восприимчивости [14–16] высокоскоростных пристенных течений. Также возможен учет нелинейных эффектов для возмущений достаточно большой амплитуды. Кроме того, данный метод позволяет оценить работоспособность пористого покрытия в сильно неоднородных потоках, таких как течения в зонах отрыва и присоединения пограничного слоя.

В первой части настоящей работы с помощью TVD схемы второго порядка рассматривается устойчивость сверхзвукового пограничного слоя на плоской пластине с острой передней кромкой при $M_\infty = 6$. В [13] показано, что данная схема достаточно точно моделирует как ударную волну, формирующуюся возле передней кромки обтекаемого тела, так и процессы развития возмущений в пограничном слое. Вычисления выполнены для двумерных возмущений, развивающихся на сплошной поверхности и на пористом покрытии, имеющем регулярную микроструктуру и различную пористость. Расчетные данные сопоставляются с результатами линейной теории устойчивости. Во второй части изучается восприимчивость этого пограничного слоя к медленным и быстрым акустическим волнам при наличии пористого слоя. Исследуется влияние покрытия на развитие различных мод в высокоскоростном пограничном слое.

1. Устойчивость пограничного слоя на плоской пластине с пористым покрытием. Численно решаются уравнения Навье – Стокса для двумерных сжимаемых нестационарных течений. Система уравнений, граничные и начальные условия сформулированы в [13] для задачи о развитии гармонических по времени возмущений в сверхзвуковом пограничном слое на пластине с гладкой поверхностью. Там же описан численный метод и показано, что он пригоден для решения задач такого класса.



Фиг. 1. Стационарное поле плотности для $M_\infty = 6$, $Re_\infty = 2 \cdot 10^6$: 1 – скачок, 2 – пограничный слой

Как и в [13], расчет проводится в два этапа. Сначала находится стационарное решение, описывающее ламинарное обтекание плоской пластины при $M_\infty = 6$, $Re_\infty = 2 \cdot 10^6$ (число Рейнольдса определено по параметрам набегающего потока и длине пластины L^*). Обсуждаемые ниже результаты получены для совершенного газа с отношением удельных теплоемкостей $\gamma = 1.4$ и числом Прандтля $Pr = 0.72$. Стационарное поле плотности показано на фиг. 1. Вязко-невязкое взаимодействие приводит к формированию ударной волны и градиенту давления в окрестности передней кромки пластины.

На втором этапе расчета на стационарное решение накладываются нестационарные возмущения. Для исследования устойчивости пограничного слоя возмущения индуцируются граничным условием, моделирующим периодический вдув-отсос через щель около передней кромки пластины [13]. Массовый расход на поверхности пластины задается в виде

$$q_w(x, t) = \frac{\rho_w^* v_w^*}{\rho_\infty^* U_\infty^*} = \varepsilon \sin\left(2\pi \frac{x-x_1}{x_2-x_1}\right) \sin(\omega t), \quad x_1 \leq x \leq x_2, \quad t > 0 \quad (1.1)$$

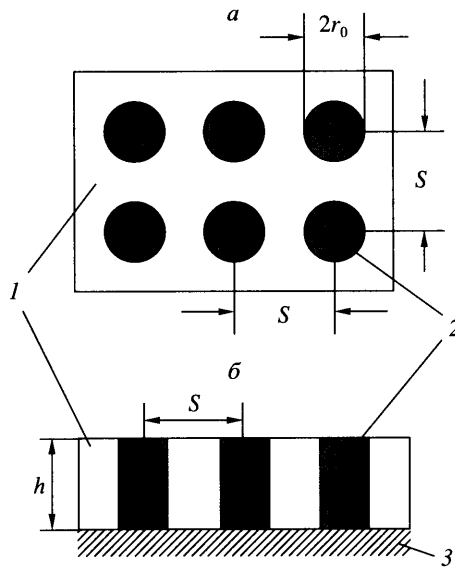
где ε – амплитуда возмущения; $x = x^*/L^*$ – безразмерная продольная координата; $x_1 = 0.0358$, $x_2 = 0.0495$ – границы области локального вдува-отсоса; $t = t^* U_\infty^*/L^*$ – безразмерное время; U_∞^* – скорость на бесконечности; $\omega = \omega^* L^*/U_\infty^* = 260$ – безразмерная частота, которая соответствует частотному параметру $F = \omega/Re = 1.3 \cdot 10^{-4}$; ρ – плотность, v – вертикальная компонента скорости. Звездочками отмечены размерные величины, индексом w – значения величин на стенке, ∞ – на бесконечности. Скорость обезразмерена на U_∞^* , линейные размеры – на длину пластины L^* , давление отнесено к удвоенному скоростному напору, остальные величины отнесены к их значениям на бесконечности.

Амплитуда вдува-отсоса, $\varepsilon = 6 \cdot 10^{-4}$, выбрана достаточно малой, чтобы можно было сравнивать результаты расчетов с результатами линейной теории. При решении нестационарной задачи температура стенки полагалась равной невозмущенной температуре теплоизолированной пластины $T_w(x, t) = T_{ad}(x)$, т.е. возмущения температуры на стенке равны нулю. Уравнения Навье-Стокса интегрировались до момента выхода нестационарного решения на установившийся периодический по времени режим.

Для исследования влияния покрытия в области $x > 0.3$ ставилось граничное условие на пористой поверхности, выведенное в [7]. Переходя от комплексных величин, используемых в [7], к действительным величинам, получим

$$v_w(x, t) = p_w'(x, t) \text{Real}(A_y) - \frac{1}{\omega} \frac{\partial}{\partial t} (p_w'(x, t)) \text{Imag}(A_y) \quad (1.2)$$

где $p_w'(x, t) = p_w(x, t) - p_w(x, 0)$ – возмущение давления на стенке (разница между мгновенным значением давления и давлением, соответствующим решению стационарной задачи до введения возмущений). Производная возмущений давления по времени аппроксимируется



Фиг. 2. Схема пористого слоя: 1 – перфорированный лист, 2 – поры, 3 – твердая подложка; а – вид сверху, б – вид сбоку

мировалась со вторым порядком. Коэффициент проницаемости пористого слоя A_y вычисляется по формуле

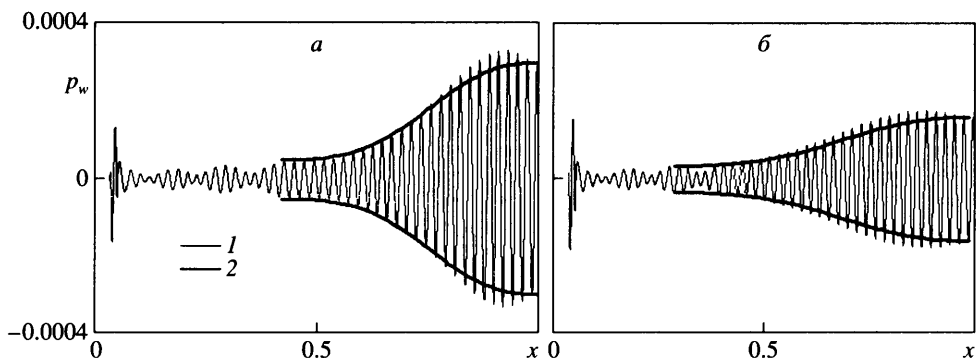
$$A_y = \phi Z_0^{-1} \text{th}(\Lambda h)$$

где ϕ – пористость (отношение объема пор к общему объему пористого слоя); Z_0 и Λ – характеристический импеданс и константа распространения для отдельной поры. В расчетах исследовалось покрытие, имеющее равномерно распределенные, вертикальные, цилиндрические, глухие поры. Схема моделируемого пористого слоя показана на фиг. 2, где $r_0 = 0.333 \cdot 10^{-3}$ – безразмерный радиус цилиндрической поры; $h = 5.5 \cdot 10^{-2}$ – толщина слоя. Для такого покрытия величины Z_0 и Λ вычисляются по формулам, приведенным в [7].

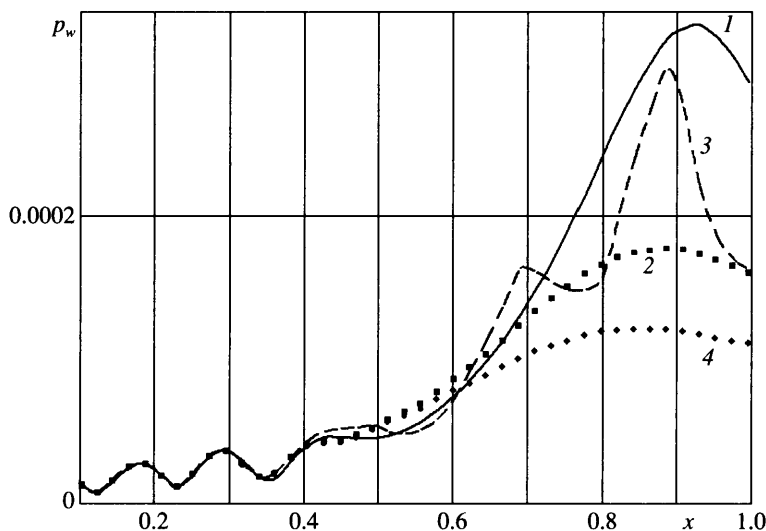
Расчеты проводились для значений пористости $\phi = \pi/9, \pi/16$, соответствующих расстояниям между центрами соседних пор $s = 3r_0, 4r_0$. Параметры покрытия выбраны так, чтобы на длину волны второй моды, которая для частоты возмущения $\omega = 260$ составляет $\lambda \approx 0.02$, приходилось в продольном направлении примерно 20 пор для $s = 3r_0$ и 15 пор для $4r_0$. При такой высокой концентрации пор и их малом радиусе шероховатость покрытия, по-видимому, пренебрежимо мала, и в то же время пористый слой способен эффективно поглощать проникающие в него возмущения [6, 7, 11].

Распределения возмущений давления на сплошной (фиг. 3, а) и пористой (б) поверхностях с $\phi = \pi/16$ показывают, что результаты численного моделирования (кривая 1) хорошо согласуются с данными линейной теории устойчивости в локально-параллельном приближении с использованием автотомельного пограничного слоя (кривая 2). Пористое покрытие приводит к уменьшению амплитуды возмущений почти в два раза, что говорит об эффективной стабилизации второй моды.

Распределение амплитуды возмущения давления (огibaющая) на сплошной стенке (кривая 1) сравнивается на фиг. 4 с соответствующими распределениями на пористой стенке с $\phi = \pi/16$ (2) и $\pi/9$ (4). Как и следовало ожидать, с увеличением пористости эффект стабилизации усиливается.



Фиг. 3. Возмущения давления на поверхности пластины, полученные в ходе прямого численного моделирования (1) и на основе линейной теории устойчивости (2) для сплошной стенки (а) и пористого покрытия (б)



Фиг. 4. Амплитуды возмущений давления на стенке: 1 – сплошная поверхность, 2, 4 – пористый слой с $\phi = \pi/16$ и $\pi/9$, 3 – кусочно-пористая поверхность с $\phi = \pi/16$

В области $x < 0.45$, лежащей вверх по потоку от точки потери устойчивости, возмущение представляет собой в основном суперпозицию волн первой и второй мод. Так как эти волны имеют примерно равные амплитуды и различные длины волн, в распределении суммарного возмущения наблюдаются биения. Интересно, что в рассматриваемой области моды пограничного слоя практически не реагируют на пористое покрытие. Эффект проявляется только в области неустойчивости, где доминирует вторая мода.

Чтобы оценить краевые эффекты, обусловленные началом и концом участка с пористым покрытием, выполнены расчеты для “полосатого” слоя, которое моделировалось следующим образом. Граничное условие (1.2) соответствующее пористой поверхности с $\phi = \pi/16$, ставилось на участках пластины: $0.3 < x < 0.4$, $0.5 < x < 0.6$, $0.7 < x < 0.8$ и $0.9 < x \leq 1$. Остальная поверхность (за исключением узкой полоски, через которую производится вдув-отсос) считалась сплошной. Для этого случая, как и следовало ожидать,

амплитудная кривая (фиг. 4, кривая 3) колеблется в коридоре между кривыми 1 и 2, относящимися к случаям сплошной и пористой стенки. Так как на интервалах $\Delta x \approx 0.1$ амплитуда успевает увеличиваться до значений на твердой стенке и примерно с таким же темпом уменьшаться до значений на пористой, длины релаксации в обоих направлениях примерно равны $\Delta x_r \approx 0.05$ и составляют 2–3 длины волны второй моды. Таким образом, рассматриваемые краевые эффекты носят локальный характер и могут не учитываться в расчетах интегрального эффекта стабилизации.

2. Восприимчивость пограничного слоя на плоской пластине с пористым покрытием. Задача численного моделирования восприимчивости сверхзвукового пограничного слоя к двумерным акустическим волнам, облучающим плоскую пластину под разными углами, сформулирована в [16]. На стационарное решение накладывается плоская монохроматическая акустическая волна, которая имеет следующий вид в набегающем потоке

$$(u', v', p', T')_{\infty}^T = (|u'|, |v'|, |p'|, |T'|)_{\infty}^T \exp[i(k_x x + k_y y - \omega t)]$$

где $|u'|, |v'|, |p'|, |T'|$ – безразмерные амплитуды возмущений компонент скорости, давления и температуры, связанные соотношениями

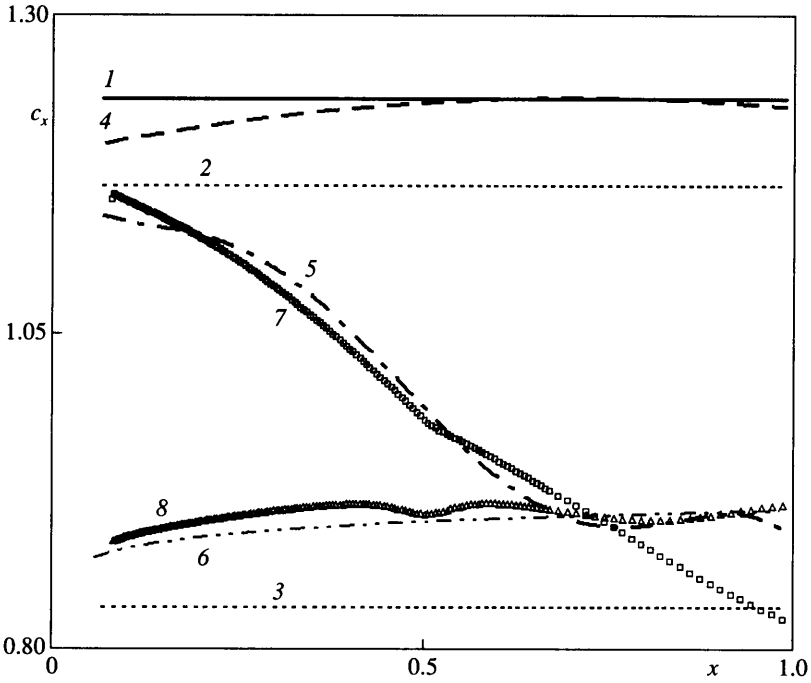
$$\begin{aligned} |p'| &= \varepsilon, & |u'| &= \pm M_{\infty} |p'| \cos \theta, \\ |v'| &= \mp M_{\infty} |p'| \sin \theta, & |T'| &= (\gamma - 1) M_{\infty}^2 |p'| \end{aligned}$$

Здесь θ – угол падения акустической волны; он положительный (отрицательный), если акустическая волна падает на пластину сверху (снизу); ε – малый параметр, характеризующий амплитуду волны; $k_x = k_{\infty} \cos \theta$, $k_y = -k_{\infty} \sin \theta$ – компоненты волнового вектора, удовлетворяющего дисперсионному соотношению $k_{\infty} = \omega / (\cos \theta \pm 1/M_{\infty})$, верхний (нижний) знак соответствует быстрой (медленной) акустической волне. Как и в п. 1 возмущения температуры на поверхности пластины полагались равными нулю, что соответствует условию $T_w(x, t) = T_{ad}(x)$. Расчеты выполнены для стационарного течения, описанного в п. 1. Амплитуда звуковой волны $\varepsilon = 5 \cdot 10^{-5}$ выбрана достаточно малой, чтобы обеспечить линейный процесс восприимчивости, частота возмущения $\omega = 260$. В случае пористой стенки граничное условие ставилось в области $x > 0.1$ с коэффициентом пористости $\phi = \pi/16$.

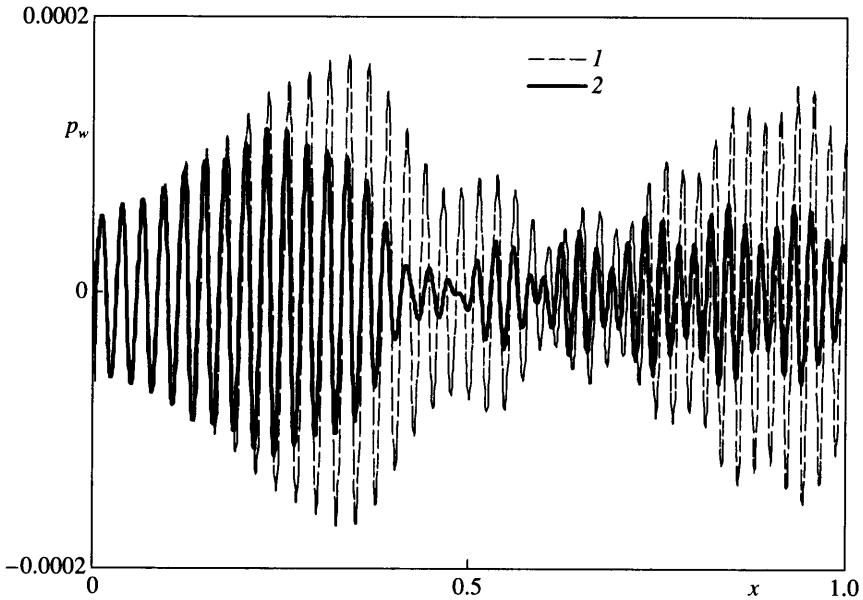
Результаты численных расчетов для пластины со сплошной поверхностью детально рассмотрены в [16]. Показано, что возбуждение и развитие мод пограничного слоя существенно зависят от типа акустической волны и ее угла падения. Ниже рассматриваются три характерных случая: быстрая и медленная акустические волны с углом падения $\theta = 0$, быстрая волна с углом падения 45° .

Сценарии развития возмущений удобно иллюстрировать диаграммой фазовых скоростей $c_x(x)$ для различных мод (фиг. 5). Прямые 2 и 3 показывают нижнюю границу для быстрых звуковых волн ($c_{xf} = 1 + 1/M_{\infty}$) и верхнюю границу для медленных волн ($c_{xs} = 1 - 1/M_{\infty}$) с углом падения $\theta = 0$. Кривые 7 и 8, рассчитанные по линейной теории устойчивости, демонстрируют фазовые скорости быстрой моды (F) и медленной моды (S) пограничного слоя. Такая терминология обусловлена тем, что при $x \rightarrow 0$ фазовая скорость быстрой (медленной) моды стремится к предельной фазовой скорости c_{xf} быстрой (c_{xs} медленной) акустической волны. Данная классификация предложена в [17] и в отличие от классификации Мэка [2] позволяет однозначно определить моды дискретного спектра во всей области течения. Этот вопрос также обсуждается в [18]. В рассматриваемом примере мода S синхронизируется с модой F (фиг. 5) около точки $x \approx 0.7$. Вверх по потоку мода S соответствует первой моде, а ниже по потоку – второй моде по терминологии Мэка.

Быстрая волна с нулевым углом падения. На фиг. 6 представлены распределения возмущения давления на стенке, вычисленные для сплошной (кривая 1) и пористой (2)



Фиг. 5. Диаграмма фазовых скоростей вдоль оси x : 1, 2 – быстрые акустические волны с $\theta = 45^\circ$ и 0 ; 3 – медленная с $\theta = 0$; 4–5 – фазовые скорости при падении быстрой акустической волны с $\theta = 45^\circ, 0$; 6 – медленной с $\theta = 0$; 7, 8 – фазовые скорости мод F и S (линейная теория устойчивости)



Фиг. 6. Распределения возмущений давления на стенке при падении быстрой акустической волны с $\theta = 0$: 1, 2 – сплошная и пористая поверхности

поверхностей пластины в случае, когда быстрая акустическая волна падает под углом $\theta = 0$. По распределению возмущения на стенке приближенно рассчитана фазовая скорость $c_x(x) = \omega \Delta x / \pi$ (кривая 5 на фиг. 5), где Δx – расстояние между нулями функции $p_w(x)$. На фиг. 5 приведены средние линии полученных расчетных распределений.

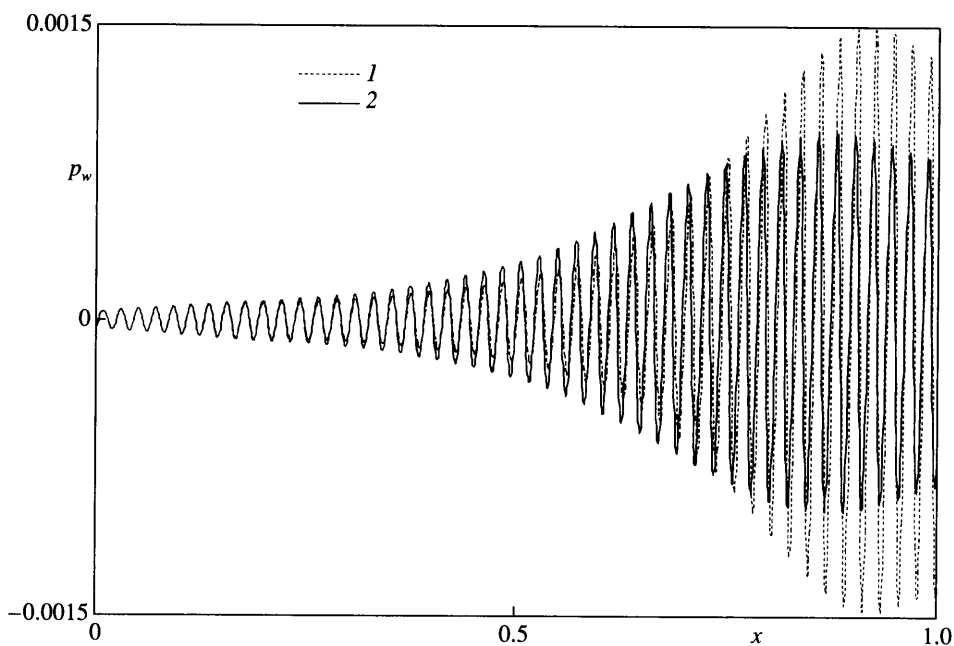
В окрестности передней кромки $0 < x < 0.2$ акустическая волна синхронизована с модой F (кривая 2 близка к 7). Это приводит к эффективному возбуждению последней, т.е. в пограничном слое формируется возмущение с монотонно растущей амплитудой (кривая 1 на фиг. 6) и фазовой скоростью, соответствующей моде F . Далее вниз по течению фазовая скорость моды F уменьшается, условия синхронизма расстраиваются, что сопровождается уменьшением амплитуды возмущения. В области $0.6 < x < 0.7$ фазовая скорость моды F приближается к фазовой скорости медленной моды S . Эта синхронизация включает механизм межмодового обмена [17, 19], который приводит к возбуждению моды S . В результате формируется возмущение, состоящее из двух мод с немного различными волновыми числами, что приводит к биениям амплитуды. Ниже по течению ($x > 0.7$) компонента соответствующая моде S , становится доминирующей за счет экспоненциального роста ее амплитуды. Это проявляется в том, что фазовая скорость возмущения сближается с фазовой скоростью моды S (кривые 5 и 8, фиг. 5).

Сравнивая распределения возмущений давления на сплошной и пористой стенке (кривые 1 и 2 на фиг. 6), приходим к выводу, что покрытие уменьшает “накачку” моды F возле передней кромки ($0 < x < 0.4$). В результате этого амплитуда возмущения в области межмодового обмена ($0.6 < x < 0.7$) заметно меньше, чем на сплошной стенке. В области, где доминирует мода S ($x > 0.7$), возмущение на пористой стенке практически не нарастает, что указывает на стабилизирующий эффект покрытия. Отметим, что оно не меняет картину поля возмущений. Проведенные расчеты показали, что пористая стенка слабо влияет на фазовые скорости пограничного слоя и не нарушает условия синхронизма. Из рассмотрения полей возмущений различных физических величин также следует, что пористый слой не приводит к существенным изменениям акустической компоненты возмущения.

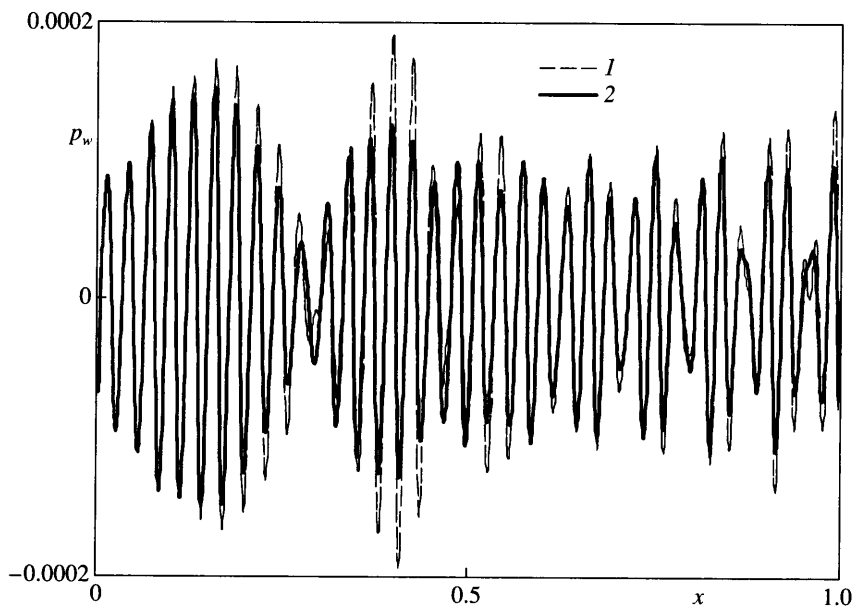
Медленная волна с нулевым углом падения. В этом случае возмущение развивается по более простому сценарию. Фазовая скорость возмущения (кривая 6 на фиг. 5) близка к фазовой скорости моды S (кривая 8) во всем расчетном диапазоне. За счет синхронизации медленной акустической волны с модой S в окрестности передней кромки происходит возбуждение последней (кривая 1 на фиг. 7). В области $x < 0.6$ мода S соответствует первой моде по терминологии Мэка и слабо усиливается в согласии с линейной теорией устойчивости. Затем она постепенно трансформируется во вторую моду и растет более интенсивно при $x > 0.7$.

Линейная теория устойчивости и эксперименты [9–11] показывают, что пористый слой стабилизирует вторую моду и немного дестабилизирует первую. Следовательно, мода S должна становиться более неустойчивой при $x < 0.6$ и менее неустойчивой при $x > 0.7$. Именно такое поведение наблюдается в численном расчете (кривые 1 и 2 на фиг. 7). Отметим, что во всём расчетном диапазоне нет признаков моды F .

Быстрая волна с углом падения 45° . Чтобы выделить влияние пористого покрытия на акустическое возмущение, проведены расчеты для быстрой акустической волны с углом падения $\theta = 45^\circ$. Так как эта волна не синхронизована с модами S и F , она не возбуждает неустойчивых возмущений в пограничном слое. Фазовая скорость, рассчитанная по возмущению давления на стенке (кривая 4 на фиг. 5), остается близкой к фазовой скорости акустики $c_x = 1 + 1/(M_\infty \cos \theta)$ (кривая 1 на фиг. 5). Сравнивая распределения возмущений на сплошной и пористой стенке (кривые 1 и 2 на фиг. 8), заключаем, что покрытие слабо влияет на взаимодействие рассматриваемой акустической волны с пограничным слоем.



Фиг. 7. Распределения возмущений давления на стенке при падении медленной акустической волны с $\theta = 0$: 1, 2 – сплошная и пористая поверхности



Фиг. 8. Распределения возмущений давления на стенке при падении быстрой акустической волны сверху с $\theta = 45^\circ$: 1, 2 – сплошная и пористая поверхности

Заключение. С помощью численного интегрирования двумерных уравнений Навье – Стокса выполнено моделирование устойчивости сверхзвукового пограничного слоя на плоской пластине со сплошной и пористой поверхностью. Для этого в пограничный слой вводились локальные гармонические по времени возмущения типа вдув–отсос. Показано, что покрытие с равноудаленными цилиндрическими глухими порами сильно снижает инкременты роста второй моды. В частности, при пористости примерно 20% амплитуда второй моды уменьшилась в два раза. Результаты численного моделирования хорошо согласуются с данными линейной теории устойчивости.

На примере полосчатого покрытия исследованы краевые эффекты, обусловленные началом и концом пористых участков. Показано, что данные эффекты локализованы на 2–3 длинах волны возмущения и могут не учитываться в расчетах интегрального усиления неустойчивости, происходящего на значительно большем масштабе.

Во второй части работы исследовано влияние пористого слоя на возмущения, возбуждаемые в пограничном слое внешними акустическими волнами. При падении быстрой акустической волны под нулевым углом к пластине ($\theta = 0$) покрытие существенно уменьшает амплитуды как быстрой (F), так и медленной (S) мод пограничного слоя. В случае падения медленной акустической волны с $\theta = 0$ возбуждается только мода S . Пористое покрытие слабо дестабилизирует эту моду на начальном участке, где она соответствует первой моде по терминологии Мэка и стабилизирует ее ниже по потоку, где она соответствует второй моде. Оба эффекта согласуются с выводами линейной теории устойчивости. При падении быстрой акустической волны под углом 45° сверху моды пограничного слоя не возбуждаются, так как они не синхронизованы с акустическим возмущением.

Важно отметить, что во всех рассмотренных случаях пористое покрытие слабо влияет на акустическую составляющую возмущения в пограничном слое. То есть оно не приводит к неблагоприятным эффектам сверх-отражения акустических волн. Такие эффекты могли бы привести к ранней нелинейной фазе развития возмущений и, как следствие, к раннему переходу в пограничном слое.

Таким образом, численное моделирование подтверждает концепцию стабилизации возмущений пограничного слоя с помощью пассивного пористого покрытия при достаточно больших числах Маха набегающего потока.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гапонов С.А., Маслов А.А. Развитие возмущений в сжимаемых потоках. Новосибирск: Наука, 1980. 144 с.
2. Mack L.M. Boundary layer stability theory // JPL Rep. 1969. № 900–277. Pt B.
3. Kendall J.M. Wind tunnel experiments relating to supersonic and hypersonic boundary-layer transition // AIAA Journal. 1975. V. 13. № 3. P. 290–299.
4. Demetriades A. Hypersonic viscous flow over a slender cone. Pt III: Laminar instability and transition // AIAA Paper. 1974. № 74–535.
5. Stetson K.F., Thompson E.R., Donaldson J.C., Siler L.G. Laminar boundary Layer stability experiments on a cone at Mach 8. Pt 1. Sharp Cone // AIAA Paper. 1983. № 83–1761. 21 p.
6. Malmuth N.D., Fedorov A.V., Shalaev V.I., Cole J., Khokhlov A.P., Hites M., Williams D. Problems in high speed flow prediction relevant to control // AIAA Paper. 1998. № 98–2695.
7. Fedorov A.V., Malmuth N.D., Rasheed A., Hornung H.G. Stabilization of Hypersonic boundary layers by porous coatings // AIAA Journal. 2001. V. 39. № 4. P. 605–610.
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 Journal. 2002. V. 40. № 3. P. 481–489.
9. 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 // Докл. АН. 2002. Т. 384. № 2. С. 197–201.

10. Fedorov A., Shpilyuk N., Maslov A., Burov E., Malmuth N. Stabilization of a hypersonic boundary layer using an ultrasonically absorptive coating // J. Fluid Mech. 2003. V. 479. P. 99–124.
11. Fedorov A.V., Kozlov V.F., Shpilyuk A.N., Maslov A.A., Sidorenko A.A., Burov E.V., Malmuth N.D. Stability of hypersonic boundary layer on porous wall with regular microstructure // AIAA Paper. 2003. № 2003–4147.
12. Zhong X. Leading-edge receptivity to free-stream disturbance waves for hypersonic flow over parabola // J. Fluid. Mech. 2001. V. 441. P. 315–367.
13. Егоров И.В., Судаков В.Г., Федоров А.В. Численное моделирование распространения возмущений в сверхзвуковом пограничном слое // Изв. РАН. МЖГ. 2004. № 6. С. 33–44.
14. Ma Y., Zhong X. Receptivity of a supersonic boundary layer over a flat plate. Pt. 1. Wave structures and interactions // J. Fluid. Mech. 2003. V. 488. P. 31–78.
15. Ma Y., Zhong X. Receptivity of a supersonic boundary layer over a flat plate. Pt 2. Receptivity to free-stream sound // J. Fluid. Mech. 2003. V. 488. P. 79–121.
16. Егоров И.В., Судаков В.Г., Федоров А.В. Численное моделирование восприимчивости сверхзвукового пограничного слоя к акустическим возмущениям // Изв. РАН. МЖГ. 2006. № 1. С. 42–53.
17. Fedorov A.V. Receptivity of a high-speed boundary layer to acoustic disturbances // J. Fluid Mech. 2003. V. 491. P. 101–129.
18. Forgoston E., Tumin A. Initial-value problem for three-dimensional disturbances in a compressible boundary layer // Phys. Fluids. 2005. V. 17. № 10.
19. Fedorov A.V., Khokhlov A.P. Prehistory of instability in a hypersonic boundary layer // Theoret. Comput. Fluid Dynamics. 2001. V. 14. № 6. P. 359–375.

Москва

Поступила в редакцию
17.XI.2005