

УДК 532.526

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ И ПРЯМОЕ ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАЗВИТИЯ ВОЗМУЩЕНИЙ В ВЯЗКОМ УДАРНОМ СЛОЕ НА ПЛОСКОЙ ПЛАСТИНЕ

А. Н. Кудрявцев, С. Г. Миронов, Т. В. Поплавская,
И. С. Цырюльников

Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН,
630090 Новосибирск
E-mails: alex@itam.nsc.ru, mironov@itam.nsc.ru, popla@itam.nsc.ru, tsivan@ngs.ru

Проведено расчетно-экспериментальное исследование развития возмущений в гиперзвуковом вязком ударном слое на плоской пластине при его возбуждении акустическими волнами медленной моды. В экспериментах при числе Маха набегающего потока $M_\infty = 21$ и числе Рейнольдса $Re_L = 1,44 \cdot 10^5$ измерены поперечные профили средней плотности и числа Маха, спектры пульсаций плотности и скорости роста естественных возмущений. Путем решения уравнений Навье — Стокса с использованием схемы сквозного счета высокого порядка выполнено прямое численное моделирование распространения возмущений. Установлено, что расчетные и экспериментальные данные, характеризующие поле среднего течения, интенсивность пульсаций плотности и скорости их роста, хорошо согласуются. Обсуждаются возможные механизмы генерации и развития возмущений в ударном слое при гиперзвуковых скоростях.

Ключевые слова: уравнения Навье — Стокса, гиперзвуковой ударный слой, акустические возмущения.

Введение. При полете с большой скоростью и на больших высотах даже на значительном расстоянии от передних кромок летательного аппарата все пространство между поверхностью и головной ударной волной (УВ) является зоной вязкого течения, в которой образуется так называемый вязкий ударный слой. Так же как и пограничный слой, ламинарный ударный слой неустойчив, и развитие в нем возмущений обуславливает переход к турбулентному режиму течения. Однако механизмы развития возмущений в вязком ударном слое и в сверхзвуковых течениях при меньших числах Маха могут существенно различаться. При гиперзвуковых скоростях важную роль в развитии неустойчивости играет наличие множественных неустойчивых мод. Существенное влияние на характер развития неустойчивости могут оказывать также взаимодействие волн неустойчивости и УВ [1], значительная непараллельность течения, скольжение и скачок температуры на стенке. Кроме того, следует учитывать возможность возбуждения волн неустойчивости не только за счет обычного механизма восприимчивости, но и путем непосредственного усиления возмущений набегающего потока в УВ [2]. Наконец, в полетных условиях при высоких температурах торможения потока большое значение приобретают эффекты реального газа, способные существенно изменить характеристики устойчивости.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (коды проектов 05-08-33436, 04-01-00474).

Перечисленные выше факторы приводят к тому, что достаточно большой объем экспериментальных измерений, результатов линейного анализа гидродинамической устойчивости (см. [3, 4]) и данных прямого численного моделирования [5, 6], накопленный в ходе длительных исследований ламинарно-турбулентного перехода пограничного слоя при умеренных гиперзвуковых значениях числа Маха ($M_\infty = 5 \div 8$), не может быть экстраполирован на случай вязкого ударного слоя при очень больших числах Маха ($M_\infty = 15 \div 25$). Между тем знание механизмов, управляющих развитием возмущений в вязком ударном слое, необходимо для создания эффективных методов прогнозирования и управления ламинарно-турбулентным переходом при гиперзвуковом обтекании тел. Это позволит существенно уменьшить силу сопротивления и тепловые нагрузки и создать технические предпосылки для производства экономичных гиперзвуковых летательных аппаратов.

В настоящее время имеются единичные экспериментальные измерения характеристик пульсаций в пограничном слое при больших значениях числа Маха [7–9], которые в силу их отрывочности и ограниченности полученных результатов трудно сопоставить с результатами линейной теории устойчивости и данными численного моделирования. В частности, в этих работах отсутствуют данные о волновых характеристиках возмущений и скорости их роста. В рамках асимптотического подхода проведен ряд исследований устойчивости пограничного слоя на пластине и клине при больших значениях чисел Маха и Рейнольдса [10, 11]. Однако исследованные режимы течения значительно отличаются от условий течения в вязком ударном слое. В последнее время методом прямого численного моделирования были исследованы восприимчивость и развитие возмущений в гиперзвуковом пограничном слое при $M_\infty = 15$ [12, 13], но большие значения числа Рейнольдса препятствовали формированию вязкого ударного слоя, поэтому фактически моделировался развитый пограничный слой.

В данной работе проведено расчетно-экспериментальное исследование обтекания пластины под нулевым углом атаки гиперзвуковым потоком при $M_\infty = 21$ в случае, когда на всей длине пластины реализуется режим вязкого ударного слоя. Среднее течение и пульсационные характеристики рассчитывались методом прямого численного моделирования, особенности возникновения и развития возмущений в вязком ударном слое изучались путем сопоставления расчетных данных с результатами экспериментальных измерений.

В проведенных экспериментах возбуждение волн неустойчивости происходило под действием естественных возмущений, присутствующих в рабочей части аэродинамической трубы. Основным источником возмущений является неустойчивый пограничный слой на стенках сопла. Как показано в [14], сверхзвуковой пограничный слой излучает в основном медленные акустические волны. В гиперзвуковом потоке в рабочей части аэродинамической трубы следует ожидать преобладания слабонаклоненных волн, поскольку разброс по направлениям распространения здесь ограничен малым значением угла конуса Маха. Исходя из этого при численном моделировании авторы данной работы ограничились анализом двумерной задачи о взаимодействии вязкого ударного слоя с акустическими волнами медленной моды, распространяющимися под нулевым углом к набегающему потоку.

Экспериментальные условия, аппаратура и методы измерений. Эксперименты были выполнены в гиперзвуковой азотной аэродинамической трубе Института теоретической и прикладной механики СО РАН. В качестве модели использовалась пластина трапецевидной формы длиной $L^* = 240$ мм и толщиной 8 мм с острой передней кромкой (радиус закругления 0,1 мм). Ширина передней кромки составляла 100 мм, задней — 80 мм. Угол клина передней кромки пластины равен 7° . Боковые края пластины были скошены под углом 20° . Пластина устанавливалась под нулевым углом атаки. В ходе эксперимента температура поверхности слабо менялась и составляла примерно 300 К.

Эксперименты проводились при следующих параметрах потока: число Маха $M_\infty = 21$, единичное число Рейнольдса $Re_{1\infty} = 6 \cdot 10^5 \text{ м}^{-1}$, температура торможения $T_0^* = 1200 \text{ К}$. Температурный фактор поверхности модели $T_w^*/T_0^* = 0,25$. Из-за расширения потока в рабочей камере трубы значение числа Маха во внешнем потоке увеличивалось в конце пластины на единицу.

В нескольких точках вдоль осевой линии пластины (координата x) трубкой Пито по нормали к поверхности (координата y) измерялись распределения давления за прямым скачком для получения профилей числа Маха в ударном слое. Размер приемного отверстия трубки Пито составлял 0,5 мм. Давление регистрировалось дифференциальным пьезоманометром ТДМ4-ИВ1, показания которого были прокалиброваны по водяному U-образному манометру. Влияние разреженности и вязкости потока на измерения давления трубкой Пито оценивались по данным работы [15]. Для условий экспериментов ошибка измерения составляла менее 5 % во всем течении, кроме области вблизи поверхности модели, толщина которой составляла 20 % толщины ударного слоя.

Для определения профилей числа Маха необходимо также знать распределение статического давления поперек ударного слоя. Статическое давление во внешнем потоке определялось по параметрам торможения. Зависимость угла наклона УВ от продольной координаты была найдена по измеренным положениям УВ. Статическое давление за УВ вычислялось по соотношениям на ударной адиабате за головным скачком уплотнения с учетом угла наклона УВ к потоку и по статическому давлению во внешнем потоке. Так как статическое давление в вязком ударном слое поперек слоя непостоянно, то выбиралось его значение, пропорциональное значению давления, полученному при расчете среднего течения.

Методом электронно-пучковой флюоресценции [16] вдоль осевой линии пластины по нормали к поверхности проводились измерения средней плотности и амплитуды естественных (неконтролируемых) пульсаций плотности. Поток диагностировался электронным пучком (энергия электронов 14 кэВ, сила тока в пучке 0,5 мА, диаметр пучка 1 мм в отсутствие потока в рабочей камере аэродинамической трубы). Процедура восстановления средней плотности и поля пульсаций плотности по сигналу флюоресценции описана в [16]. Измерения пульсаций проводились в диапазоне частот $1 \div 50 \text{ кГц}$. При измерении пульсаций плотности для снижения уровня статистического шума распределения пульсаций в ударном слое и скорости роста возмущений осреднялись в октавных диапазонах частот с центром на частотах $f^* = 2,8; 4,8; 9,6; 19,2; 38,4 \text{ кГц}$. Скорость роста возмущений плотности в ударном слое α_i вычислялась вдоль линии максимума измеренных пульсаций в каждом частотном диапазоне по соотношению $\alpha_i = -0,5d[\ln(\rho'/\rho_\infty)]/dR$. Здесь ρ' , ρ_∞ — пульсации плотности в ударном слое и средняя плотность во внешнем потоке соответственно; $R = \sqrt{Re_{x\infty}}$; $Re_{x\infty} = \rho_\infty^* U_\infty^* x^* / \mu_\infty^*$ — локальное число Рейнольдса, определяемое по параметрам внешнего потока и расстоянию от носика пластины. Линия максимума пульсаций плотности обычно расположена вблизи УВ. Как показано ниже, это обусловлено колебаниями УВ под действием возмущений набегающего потока.

Численный метод. В данной работе моделируется развитие двумерных возмущений, которые при больших значениях числа Маха, имевших место в рассматриваемых экспериментах, по-видимому, являются наиболее неустойчивыми. Решаются уравнения Навье — Стокса, записанные в виде системы уравнений законов сохранения:

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial x} + \frac{\partial G}{\partial y} = \frac{M_\infty}{Re_\infty} \left(\frac{\partial F^v}{\partial x} + \frac{\partial G^v}{\partial y} \right). \quad (1)$$

Здесь векторы консервативных переменных Q , невязких потоков F , G и вязких пото-