

УДК 533.6

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ВОЛНЫ МАХА НА ЛАМИНАРНО-ТУРБУЛЕНТНЫЙ ПЕРЕХОД В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ

© 2022 г. Член-корреспондент РАН И. В. Егоров^{1,2,*}, Н. Х. Зыонг^{3,4},
Н. К. Нгуен¹, Н. В. Пальчеховская^{1,2}

Поступило 29.12.2021 г.
После доработки 29.12.2021 г.
Принято к публикации 28.01.2022 г.

Рассматриваются результаты численного моделирования влияния падающей волны Маха на процесс ламинарно-турбулентного перехода в сверхзвуковом пограничном слое на плоской пластине, обтекаемой сверхзвуковым потоком совершенного газа при числе Маха $M = 2.5$. Рассмотрено влияние амплитуды падающей волны Маха на ламинарно-турбулентный переход в сверхзвуковом пограничном слое. Показано, что влияние волны Маха с амплитудой 5% приводит к образованию турбулентного клина в пограничном слое на плоской пластине.

Ключевые слова: волна Маха, ламинарно-турбулентный переход, ламинарный пограничный слой, численное моделирование

DOI: 10.31857/S2686740022030063

Исследование возникновения турбулентности в сжимаемых пограничных слоях необходимо для развития перспективной высокоскоростной авиационной техники. В работе [1] показано, что сценарий ламинарно-турбулентного перехода (ЛТП) в пограничных слоях существенно зависит от уровня возмущений в свободном потоке. Кроме этого, в сверхзвуковых аэродинамических трубах имеются акустические пульсации в рабочей части [2–4], обусловленные турбулентным пограничным слоем на стенках сопла и рабочей части, а также различные неровности на них. Одним из наиболее сложных явлений, наблюдаемых при ламинарно-турбулентном переходе, является возникновение турбулентных клиньев [5]. Причина их появления может быть различной. В данной работе рассмотрен один из механизмов воз-

никновения турбулентных клиньев в сверхзвуковом пограничном слое на плоской пластине, обусловленный слабой волной Маха, генерируемой неровностью на боковой стенке аэродинамической трубы. Решение задачи основано на прямом численном моделировании ламинарно-турбулентного перехода с помощью решения пространственных нестационарных уравнений Навье–Стокса [6]. Исследовано влияние амплитуды падающей волны Маха на ЛТП в сверхзвуковом пограничном слое.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Постановка задачи соответствовала эксперименту в сверхзвуковой малотурбулентной аэродинамической трубе Т-325 ИТПМ [7]. На рис. 1 показана общая схема постановки задачи.

Численное интегрирование осуществлялось в два этапа. Сначала рассчитывалось стационарное поле течения взаимодействия волны Маха, генерируемой неровностью на боковой стенке аэродинамической трубы, и сверхзвукового пограничного слоя на плоской пластине [8]. Полная сетка на данном этапе имела 61 млн узлов.

Основные определяющие параметры задачи соответствовали эксперименту [7] (число Маха $M = 2.5$, единичное число Рейнольдса $Re_1 = 5 \times 10^6 \text{ м}^{-1}$, температура торможения потока 293 К). В экспе-

¹Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Долгопрудный, Московская обл., Россия

²Центральный аэрогидродинамический институт имени профессора Н.Е. Жуковского, Жуковский, Московская обл., Россия

³Университет науки и технологии, Вьетнамская академия науки и технологий, Ханой, Вьетнам

⁴Инженерно-технологический университет Вьетнамского национального университета, Ханой, Вьетнам

*E-mail: egorov.ivan.v@mipt.ru

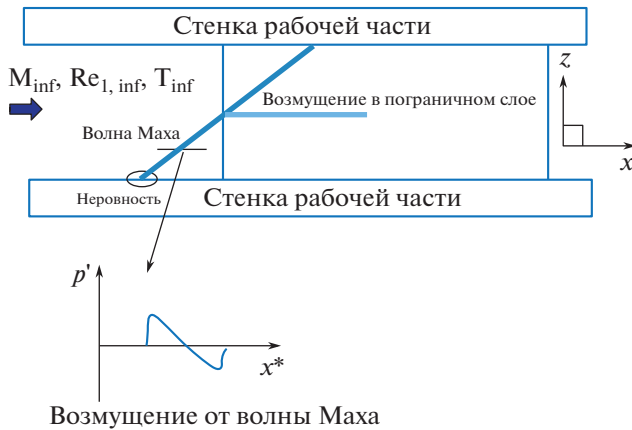


Рис. 1. Схема взаимодействия N-волны, возбуждаемой двумерной неровностью на боковой стенке аэродинамической трубы (вид сверху).

рименте для генерации волны Маха на боковой стенке наклеивалась изолянта толщиной 0.2 мм, шириной 20 мм и длиной около 150 мм на расстоянии $x^* = -231$ мм вверх по потоку от передней кромки пластины (координата $x^* = 0$ соответствовала передней кромке плоской пластины). Для математического моделирования неровности использована эквивалентная модель [9], основанная на формуле Аккерета. При численном решении задачи рассмотрены два случая, соответствующие толщине неровности 0.2 мм (амплитуда $\epsilon = 1\%$) и 1 мм (амплитуда $\epsilon = 5\%$). Пристенная область на втором этапе расчетов содержала 33 млн узлов для случая волн Маха с амплитудой $\epsilon = 1\%$ и 45 млн узлов для $\epsilon = 5\%$.

На втором этапе расчета на поверхности пластины задавались нестационарные возмущения в виде вдува–отсоса в окрестности передней кромки пластины с параметрами из работы [10], соответствующими наиболее неустойчивой волне Толлмина–Шлихтинга. Параметры волны Толлмина–Шлихтинга выбраны на основе линейной теории устойчивости [10]. В безразмерном виде эти параметры были равными $\omega_0 = 164.66$, $\beta_0 = 561.93$, $\alpha_{TS} = 305.46$, а генератор возмущений был расположен на отрезке пластины $[x_1, x_2]$

$$x_1 = x_0 - \frac{\lambda_{TS}}{2}, \quad x_2 = x_0 + \frac{\lambda_{TS}}{2}, \quad \lambda_{TS} = \frac{2\pi}{\alpha_{TS,r}}$$

Координата центральной линии генератора $x_0 = 0.03693$ располагалась в точке потери устойчивости. Безразмерное значение амплитуды нестационарных возмущений нормальной компоненты вектора скорости было выбрано равным $\epsilon = 0.001$. Для сокращения вычислительных затрат расчеты на втором этапе выполнялись в пристенной подобласти [8].

В настоящей работе использована методика численного интегрирования полных уравнений Навье–Стокса, описанная в [6]. Моделирование проводилось с помощью численного решения нестационарных уравнений Навье–Стокса в трехмерной постановке для модели совершенного газа. При обезразмеривании уравнений Навье–Стокса декартовы координаты отнесены к характерному линейному размеру, время – к характерному времени, компоненты вектора скорости – к модулю вектора скорости набегающего потока, давление – к удвоенному скоростному напору набегающего потока, остальные газодинамические переменные – к их значениям в набегающем потоке.

На первом этапе численного решения задачи использована монотонная разностная схема [6], на втором этапе – гибридная разностная схема [11] с параметром $\Phi_0 = 0.4$. При аппроксимации конвективной составляющей векторов потоков в полусетках использована схема WENO третьего порядка точности. При аппроксимации диффузионной составляющей векторов потоков на грани элементарной ячейки применяется разностная схема типа центральных разностей второго порядка точности. В результате разностной аппроксимации уравнений Навье–Стокса и соответствующих граничных условий на некоторой сетке интегрирование нелинейных дифференциальных уравнений в частных производных сводилось к решению системы нелинейных алгебраических уравнений. Для решения нелинейных сеточных уравнений использовался модифицированный метод Ньютона–Рафсона. Численный метод реализован на многопроцессорной супер-ЭВМ кластерного типа [6].

РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Для иллюстрации характера течения на рис. 2 показаны вихревые структуры в пограничном слое для случая отсутствия волны Маха (рис. 2а) и с волной Маха с амплитудой $\epsilon = 5\%$ (рис. 2б). Согласно этим данным, наличие волны Маха с амплитудой $\epsilon = 5\%$ приводит к образованию хорошо различимого турбулентного клина. Анализ расчетных данных для случая волны Маха с амплитудой $\epsilon = 1\%$ показал, что в этом случае существенного отличия в характере поведения ламинарно-турбулентного перехода от ситуации с $\epsilon = 0$ не наблюдается. Из данных рис. 2 также видно, что в окрестности переднего фронта волны Маха ($z^* \approx 0.0122$ м) имеет место вершина турбулентного клина, тогда как в окрестности заднего фронта волны Маха ($z^* \approx -0.0022$ м) пульсации наоборот слегка затухают.

В качестве примера поведения зависимых переменных задачи в неравновесном турбулентном пограничном слое на плоской пластине на рис. 3

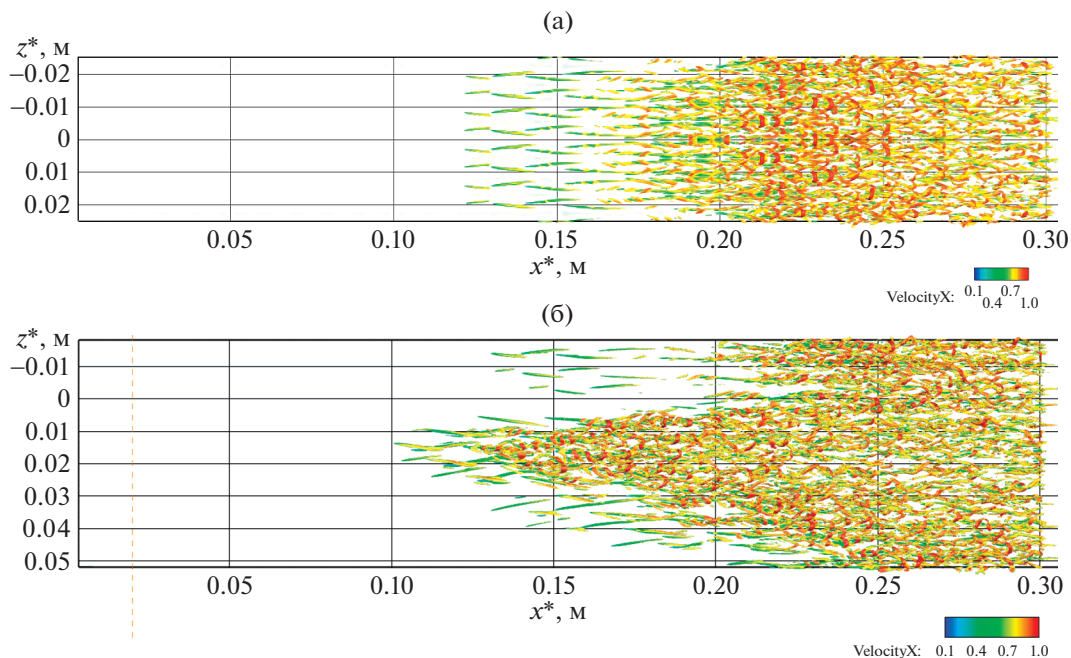


Рис. 2. Изоповерхности $Q = 100$ (Q -критерий), раскрашенные значением Q продольной компоненты вектора скорости. Вид сверху. $\epsilon = 0$ (а), $\epsilon = 5\%$ (б).

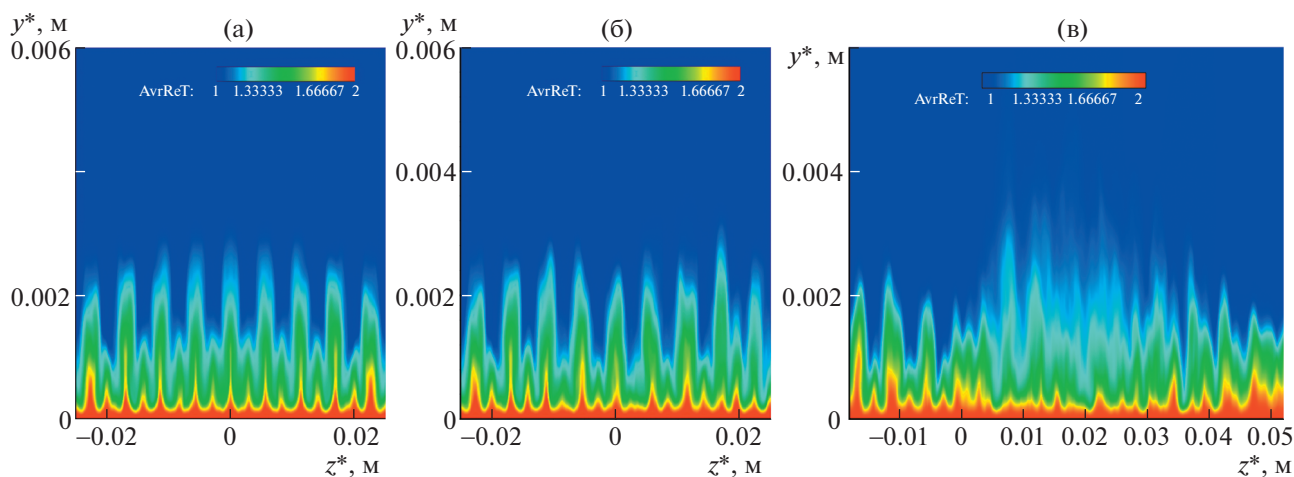


Рис. 3. Осредненное по времени безразмерное значение температуры в сечении $x^* = 0.224$ м: $\epsilon = 0$ (а), $\epsilon = 1\%$ (б), $\epsilon = 5\%$ (в).

показаны осредненные по времени значения безразмерной температуры в сечении $x^* = 0.224$ м, соответствующем турбулентному состоянию пограничного слоя. Осреднение проведено по времени, равному, примерно, пяти периодам действия генератора возбудений волн Толлмина–Шлихтинга. Согласно этим данным (рис. 3), имеет место полосчатая вихревая структура течения в турбулентном пограничном слое. В присутствии в поле течения волны Маха с амплитудой $\epsilon = 5\%$ в окрестности переднего фронта полосчатая структура размывается (рис. 3б). Спектральный анализ

решения в окрестности переднего фронта свидетельствует о существенном его расширении.

Полосчатая структура также хорошо наблюдается по картинкам коэффициента трения (рис. 4), осредненного по времени соответствующему, примерно, пяти периодам действия генератора возбудений волн Толлмина–Шлихтинга. Согласно этим данным (рис. 4), волна Маха с амплитудой $\epsilon = 1\%$ слабо влияет на линию фронта ламинарно-турбулентного перехода.

В случае волны Маха с амплитудой $\epsilon = 5\%$ (рис. 4в) фронт ламинарно-турбулентного пере-

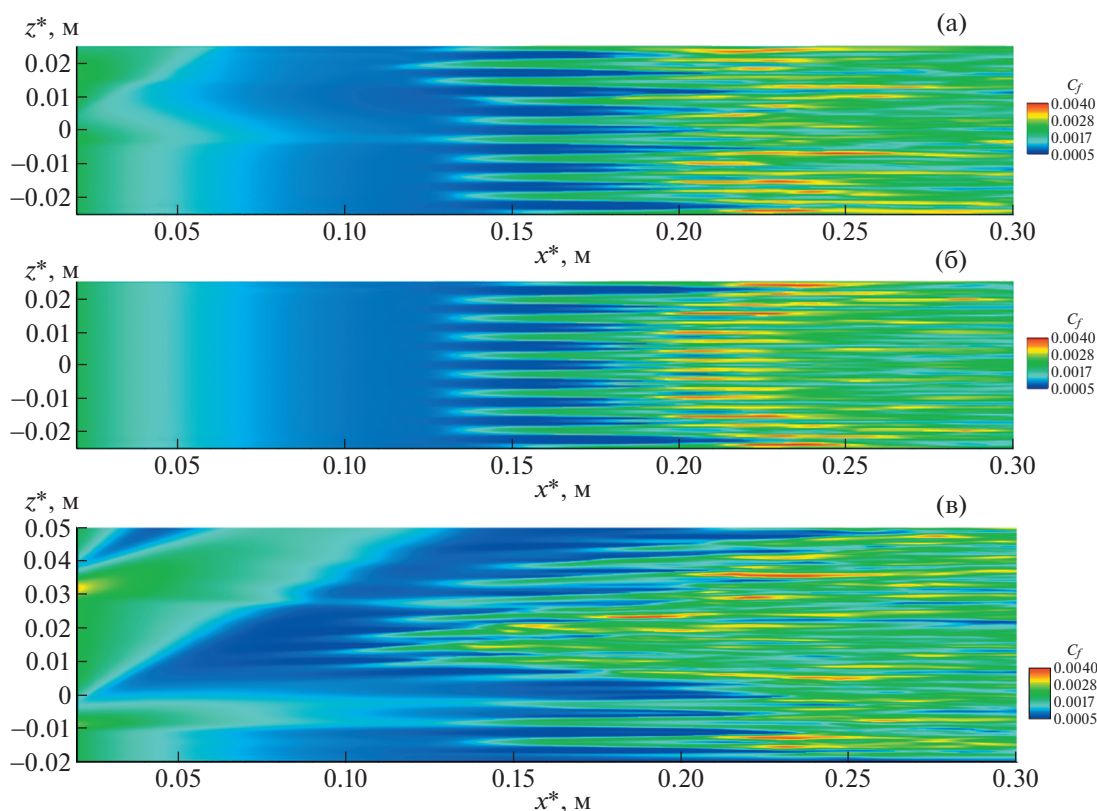


Рис. 4. Осредненное по времени значения коэффициента трения на плоской пластине: $e = 0$ (а), $e = 1\%$ (б), $e = 5\%$ (в).

хода сильно искривляется, образуется хорошо заметный турбулентный клин. В поперечном направлении вершина турбулентного клина находится вблизи переднего фронта волны Маха. Задний фронт волны Маха не оказывает существенного влияния на положение ламинарно-турбулентного перехода.

ВЫВОДЫ

На основе прямого численного моделирования установлено, что при взаимодействии волны Маха относительно малой амплитуды (менее 1%) со сверхзвуковым пограничным слоем имеет место ее слабое влияние на положение ламинарно-турбулентного перехода. В случае амплитуды волны Маха 5% имеет место достаточное заметное ее влияние на линию ламинарно-турбулентного перехода. В этом случае образуется хорошо заметный турбулентный клин.

В сверхзвуковом турбулентном пограничном слое хорошо просматривается полосчатая вихревая структура течения.

ИСТОЧНИКИ ФИНАНСИРОВАНИЯ

Исследования выполнены при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 20-58-

54002 и Вьетнамской академии науки и технологии (VAST), номер проекта QTRU01.01./20-21.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гапонов С.А., Маслов А.А. Развитие возмущений в сжимаемых потоках // Новосибирск: Наука, 1980. 144 с.
2. Laufer J. Aerodynamic noise in supersonic wind tunnels // Aerospace Sci. 1961. V. 28. № 9. P. 685–692.
3. Kendall J.M. Wind tunnel experiments relating to supersonic and hypersonic boundary-layer transition // AIAA J. 1975. V. 13. № 3. P. 290–299.
4. Приданов В.Г., Харитонов А.М., Черных В.В. Совместное влияние чисел Маха и Рейнольдса на переход в пограничном слое // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1974. № 1. С. 160–163.
5. Боровой В.Я., Егоров И.В., Мошаров В.Е., Скуратов А.С., Радченко В.Н. Экстремальный нагрев тел в гиперзвуковом потоке. М.: Наука, 2018. 390 с.
6. Егоров И.В., Новиков А.В. Прямое численное моделирование ламинарно-турбулентного обтекания плоской пластины при гиперзвуковых скоростях потока // ЖВМиМФ. 2016. Т. 56. № 6. С. 145–162.
7. Ваганов А.В., Ермолаев Ю.Г., Колосов Г.Л., Косинов А.Д., Панина А.В., Семенов Н.В., Яцких А.А. К воздействию падающей волны Маха на сверхзвуковой пограничный слой // Теплофизика и аэромеханика. 2016. Т. 23. № 1.

8. *Егоров И.В., Динь К.Х., Нгуен Н.К., Пальчеховская Н.В.* Численное моделирование взаимодействия волны Маха и сверхзвукового пограничного слоя на плоской пластине с острой передней кромкой // Ученые записки ЦАГИ. 2021. Т. LII. № 3. С. 18–28.
9. *Динь К.Х., Егоров И.В., Федоров А.В.* Взаимодействие волн Маха и пограничного слоя при сверхзвуковом обтекании пластины с острой передней кромкой // Ученые записки ЦАГИ. 2017. Т. 48. № 4. С. 10–19.
10. *Динь К.Х., Егоров И.В., Федоров А.В.* Влияние волн Маха на ламинарно-турбулентный переход при сверхзвуковом обтекании плоской пластины // Известия РАН. МЖГ. 2018. № 5. С. 113–124.
11. *Egorov I.V., Novikov A.V., Nguen N.K.* Hybrid numerical schemes in prediction of high-speed laminar-turbulent transition // 32th Congress of the International Council of Aeronautical Sciences (ICAS-2020/2021). Shanghai. China. Paper 2020_0529. P. 1–17.

NUMERICAL SIMULATION OF MACH WAVE INFLUENCE ON LAMINAR-TURBULENT TRANSITION IN SUPERSONIC BOUNDARY LAYER

Corresponding Member of the RAS I. V. Egorov^{a,b}, N. H. Duong^{c,d}, N. C. Nguyen^a, and N. V. Palchekovskaya^{a,b}

^a*Moscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprudny, Moscow oblast, Russia*

^b*Central Aerohydrodynamic Institute, Zhukovsky, Moscow oblast, Russia*

^c*Graduate University of Science and Technology, Vietnam Academy of Science and Technology,
Hanoi, Vietnam*

^d*University of Engineering and Technology, Vietnam National University, Hanoi, Vietnam*

The results of numerical simulation of the effect of the incident Mach wave on the process of laminar-turbulent transition in the supersonic boundary layer on a flat plate streamlined by a supersonic flow of perfect gas at Mach number $M = 2.5$ are considered. The influence of the amplitude of the incident Mach wave on the laminar-turbulent transition in the supersonic boundary layer is considered. It is shown that the effect of a Mach wave with an amplitude of 5% leads to the generation of a turbulent wedge in the boundary layer on a flat plate.

Keywords: Mach wave, laminar-turbulent transition, laminar boundary layer, numerical simulation