

УДК 533

## ИССЛЕДОВАНИЕ РАЗЛИЧНЫХ ПОДХОДОВ К МОДЕЛИРОВАНИЮ ЛАМИНАРНО-ТУРБУЛЕНТНОГО ПЕРЕХОДА В СЖИМАЕМЫХ ОТРЫВНЫХ ТЕЧЕНИЯХ

П. А. Поливанов, Д. В. Хотяновский, А. И. Кутепова,  
А. А. Сидоренко

Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН,  
630090 Новосибирск, Россия  
E-mails: polivanov@itam.nsc.ru, dima@itam.nsc.ru, a.kutepova@ngsu.ru, sindr@itam.nsc.ru

Проведено численное моделирование взаимодействия ламинарного пограничного слоя с ударной волной при значении числа Маха  $M = 1,43$ . Выполнено сравнение результатов, полученных путем прямого численного моделирования, и результатов расчетов с использованием осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье — Стокса, дополненных разными моделями турбулентности, описывающими ламинарно-турбулентный переход. Оценена возможность определения положения зоны турбулизации течения на основе линейной теории устойчивости и  $e^N$ -метода. На основе результатов сравнения численного моделирования с экспериментальными данными установлена возможность использования инженерных RANS-методов для исследования сверхзвуковых течений, турбулизация которых происходит в областях взаимодействия ударной волны с пограничным слоем.

Ключевые слова: пограничный слой, ударная волна, ламинарно-турбулентный переход, отрыв потока, прямое численное моделирование, уравнения Рейнольдса, линейная теория устойчивости.

DOI: 10.15372/PMTF20200505

**Введение.** При взаимодействии ударной волны с пограничным слоем формируется достаточно сложное течение, часто встречающееся при газодинамическом конструировании летательных аппаратов и их элементов, лопаток турбомашин, воздухозаборников и сопел авиационных двигателей и т. д. [1]. Ударная волна, взаимодействуя с пограничным слоем, вызывает отрыв потока и порождает нестационарность течения, которая может проявляться как локально, так и глобально. В первом случае возникают дополнительные переменные динамические и тепловые нагрузки на конструкцию, во втором — квазипериодические пульсации всего течения, как это происходит, например, при трансзвуковом бафтинге крыла. В силу важности для практических приложений это явление интенсивно исследовалось в течение последних 50 лет [2], и в настоящее время имеется несколько достаточно подробных обзорных работ (см., например, [3, 4]), посвященных исследованию взаимодействия ударных волн с турбулентным пограничным слоем, в которых боль-

---

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (код проекта 18-19-00547).

© Поливанов П. А., Хотяновский Д. В., Кутепова А. И., Сидоренко А. А., 2020

шое внимание уделяется механизмам возникновения нестационарностей отрывного течения [5, 6].

Пульсации течения при взаимодействии ударной волны с пограничным слоем характеризуются широким диапазоном частот, включающим как частоты, характерные для набегающего пограничного слоя, так и частоты на один-два порядка меньше. Исследование низкочастотного диапазона пульсаций представляет наибольший интерес и вызывает наибольшие сложности при численном моделировании [7]. Причины возникновения низкочастотных пульсаций подробно исследовались в теоретических, численных и экспериментальных работах, анализ которых приведен, например, в [8]. Результаты исследований позволяют утверждать, что пульсации зоны взаимодействия могут быть вызваны как возмущениями, присутствующими в набегающем пограничном слое, так и некоторой крупномасштабной неустойчивостью, характерной для отрывного течения. Как правило, во всех турбулентных отрывных течениях, вызываемых ударной волной, присутствуют оба механизма, однако в случае течений с развитым отрывом второй механизм доминирует.

Вследствие необходимости аэродинамического совершенствования летательных аппаратов и турбореактивных двигателей в последнее время более широко используются ламинарные течения. Это приводит к необходимости исследования взаимодействия ударных волн с ламинарным пограничным слоем, на который большое влияние оказывает неблагоприятный градиент давления, возникающий на ударной волне. Образующиеся при этом протяженные отрывные зоны и дополнительное аэродинамическое сопротивление могут уменьшить преимущества ламинаризации течения. В связи с этим в последние годы появилось большое количество работ, посвященных исследованию взаимодействия ударных волн с ламинарным и переходным пограничным слоем при сверхзвуковых скоростях и управления такими течениями [2]. Для расчета подобных течений требуются методы, позволяющие учитывать ламинарно-турбулентный переход [9].

Методы расчета течений, основанные на осредненных по Рейнольдсу уравнениях Навье — Стокса (RANS), в настоящее время часто используются для численного моделирования широкого круга прикладных задач. Обзор работ, посвященных моделированию взаимодействия ударной волны с пограничным слоем (shock wave — boundary layer interaction (SWBLI)) с помощью RANS-методов для двух- и трехмерных взаимодействий, приведен в [10], где рассматриваются модели турбулентности от алгебраических до полных уравнений напряжения Рейнольдса и отмечается, что эти модели неудовлетворительно предсказывают величину теплового потока и коэффициента трения. При этом наибольшие различия результатов моделирования и данных эксперимента наблюдаются в случае сильного взаимодействия с развитыми отрывными зонами.

В рамках проекта UFAST (unsteady effects in shock wave induced separation) [7] рассматривались различные RANS-коды для моделирования задач о взаимодействии ударной волны с турбулентным пограничным слоем при умеренных значениях числа Маха ( $M = 1,3 \div 1,7$ ). Установлено, что параметры пограничного слоя до и после взаимодействия в целом хорошо воспроизводятся в расчете, однако размер отрывной зоны отличается от получаемого в эксперименте и зависит от используемой модели турбулентности. Кроме того, показано, что использование RANS-методов не позволяет прогнозировать характеристики естественных низкочастотных колебаний отрывной зоны.

Вследствие ограниченных возможностей RANS-метода, применяемого для моделирования течений с SWBLI, проведены исследования, в которых успешно использовались методы крупных вихрей [11, 12] и метод прямого численного моделирования [13, 14]. В работах [13–15] показана возможность исследовать взаимодействие скачков с турбулентным пограничным слоем с использованием вихреразрешающего численного моделирования. В частности, результаты расчетов с использованием метода крупных вихрей (LES) и подсеточной

модели турбулентности позволяют описать глобальную структуру взаимодействия косо́й ударной волны с пограничным слоем [13]. Прямое численное моделирование сверхзвукового турбулентного пограничного слоя с разрешением всех вихревых масштабов течения возможно пока для сравнительно небольших чисел Рейнольдса [14, 15]. В работе [16] проведено прямое численное моделирование перехода к турбулентности в пограничном слое на плоской пластине при значении числа Маха  $M = 3$ , в [17] — прямое численное моделирование перехода на пластине и на угле сжатия при  $M = 5,3$ , в работах [18, 19] моделировался переход в пограничном слое при  $M = 2$ ; 6. Анализ этих и других работ показывает, что расчеты с использованием LES- и DNS-методов способны предсказывать все основные физические явления, характерные для течений с SWBLI, однако уровень развития вычислительной техники не позволяет использовать эти методы для решения практических задач.

Целью настоящей работы является сравнение результатов RANS-моделирования с использованием полуэмпирических моделей ламинарно-турбулентного перехода с результатами прямого численного моделирования на примере задачи взаимодействия ударной волны с пограничным слоем при умеренном значении сверхзвукового числа Маха ( $M = 1,43$ ).

**1. Постановка задачи для численного моделирования.** Расчеты проводились с использованием двух различных подходов: решения осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье — Стокса и прямого численного моделирования с разрешением вихревой структуры течения на основе решения нестационарных уравнений Навье — Стокса. Геометрия расчетной области и параметры потока были такие же, как в экспериментах, проводившихся в Институте теоретической и прикладной механики (ИТПМ) СО РАН на установке Т-325 [20]. Рассматривается задача о взаимодействии ламинарного пограничного слоя на плоской пластине с падающей косо́й ударной волной. Во всех расчетах число Маха потока равно  $M = 1,43$ , давление торможения  $P_0 = 0,55 \cdot 10^5$  Па, температура торможения  $T_0 = 293$  К. Для RANS-расчетов принималось граничное условие равенства нулю величины теплового потока на стенке пластины, для расчетов с использованием DNS-методов температура пластины  $T_w$  полагалась фиксированной и равной температуре поверхности при ламинарном обтекании теплоизолированной пластины. Угол атаки генератора ударной волны равен  $3^\circ$ , точка пересечения падающей ударной волны с пластиной (в приближении невязкого течения) находится на расстоянии 111 мм от передней кромки пластины.

RANS-моделирование проводилось с помощью пакета ANSYS Fluent. Интегрирование уравнений Навье — Стокса выполнялось с использованием решателя, основанного на плотности, неявной схемы второго порядка по пространству и метода AUSM (advection upstream splitting method) для расщепления конвективных потоков. В расчетах использовались модели турбулентности, позволяющие учитывать ламинарно-турбулентный переход:  $\kappa-\omega-\gamma-\text{Re}_\theta$ ,  $\kappa-\omega-\gamma$ ,  $\kappa_L-\kappa_T-\omega$  ( $\text{Re}_\theta$  — число Рейнольдса, рассчитанное по толщине потери импульса). Для этих моделей перемежаемость или ламинарная кинетическая энергия на входе задавались равными нулю. Кроме того, использовалась  $(\kappa-\omega)$ -SST-модель, в которой полагалось, что положение точки турбулизации соответствует нулевой турбулентной вязкости в области ламинарного течения. В качестве параметров турбулентности на входной границе использовались характерный гидравлический диаметр и уровень пульсаций скорости, которые задавались равными 5 мм и 0,1 % соответственно [21].

RANS-моделирование было реализовано для задачи в двумерной постановке в соответствии с экспериментальной геометрией [22]. Использовалась блочная структурированная сетка с количеством ячеек, приблизительно равным 110 000. На пограничный слой приходилось не менее 50 ячеек, сгущение сетки в пограничном слое позволяло реализовывать условие  $y^+ < 1$ . В расчете скачок уплотнения генерируется геометрией расчетной области.

При проведении прямого численного моделирования рассматривалась задача о развитии возмущений в набегающем пограничном слое и отрывном течении. Трехмерная вычислительная область имела форму параллелепипеда, нижняя грань которого совпадала с плоскостью пластины. Размеры области вдоль координат  $X$ ,  $Y$ ,  $Z$  равны соответственно 168,0, 10,0, 7,2 мм. Левая грань вычислительной области находится на расстоянии  $X = 58$  мм от передней кромки. Граничное условие на верхней границе вычислительной области соответствовало продольному распределению параметров невязкого потока при прохождении через эту границу косой ударной волны, возникающей при повороте потока на угол, равный  $3^\circ$ . При этом волна разрежения, распространяющаяся от задней кромки клина, не моделировалась.

Расчеты проводились с использованием разработанных в ИТПМ СО РАН компьютерных кодов CFS3D. Процедура численного моделирования включает несколько этапов. На первом этапе проводится расчет основного ламинарного течения в двумерной постановке, для которого на основе решения линейной задачи устойчивости определяется наиболее неустойчивая дискретная мода возмущений. На втором этапе на основе решения полных трехмерных уравнений Навье — Стокса проводится расчет пространственного развития этого возмущения в пограничном слое. В результате для исследуемой задачи на входной границе на основное течение накладывалась суперпозиция двух неустойчивых возмущений волны Толлмина — Шлихтинга с частотой  $f = 25,1$  кГц, распространяющихся под углами  $\chi = \pm 46^\circ$  к направлению основного течения в трансверсальном направлении  $z$ . Ширина расчетной области соответствовала одной длине волны в трансверсальном направлении, и использовались периодические граничные условия по координате  $z$ . Также в расчетах использовалась прямоугольная структурированная расчетная сетка с числом ячеек по координатам  $X$ ,  $Y$ ,  $Z$   $N_x = 1000$ ,  $N_y = 200$ ,  $N_z = 80$ . Начальная амплитуда волны возмущения, определенная по величине пульсации продольной компоненты скорости во входном сечении, составляла 0,1 % скорости в невозмущенном потоке. Для получения осредненных данных после установления течения расчет продолжался в течение шести периодов неустойчивой моды. Заметим, что качество сетки не позволяло моделировать весь характерный диапазон частот в области турбулентного течения. Поэтому данные, полученные после турбулизации пограничного слоя, можно использовать в основном для качественного анализа.

Локально-параллельная линейная теория для расчета коэффициентов роста возмущений в безградиентных пограничных слоях многократно верифицировалась и ее использование не вызывает трудностей. Для оценки корректности моделирования с помощью линейной теории развития возмущений (LST) в отрывной зоне проведено сравнение полученных результатов с результатами прямого численного моделирования. Расчет роста амплитуды возмущения с помощью линейной теории осуществлялся с использованием осредненных параметров течения, полученных с помощью DNS-метода. Данные о росте амплитуды возмущений при прямом численном моделировании получены с использованием осциллограмм давления и коэффициента трения на поверхности пластины, а также интеграла Фурье для частоты вводимого возмущения.

Поскольку моделируются экспериментальные параметры, данные представлены в размерном виде, что позволяет упростить сравнение с экспериментом и исключить погрешности, возникающие при использовании нормирующих параметров, зависящих от точности решения задачи (например, размера отрывной зоны).

**2. Результаты расчетов.** На рис. 1, где приведены распределения скорости, полученные в эксперименте [20] и при DNS-моделировании, отчетливо видно развитое ламинарное отрывное течение в области  $X = 94 \div 112$  мм. Причиной отрыва является неблагоприятный градиент давления, возникающий вследствие воздействия падающего косо-

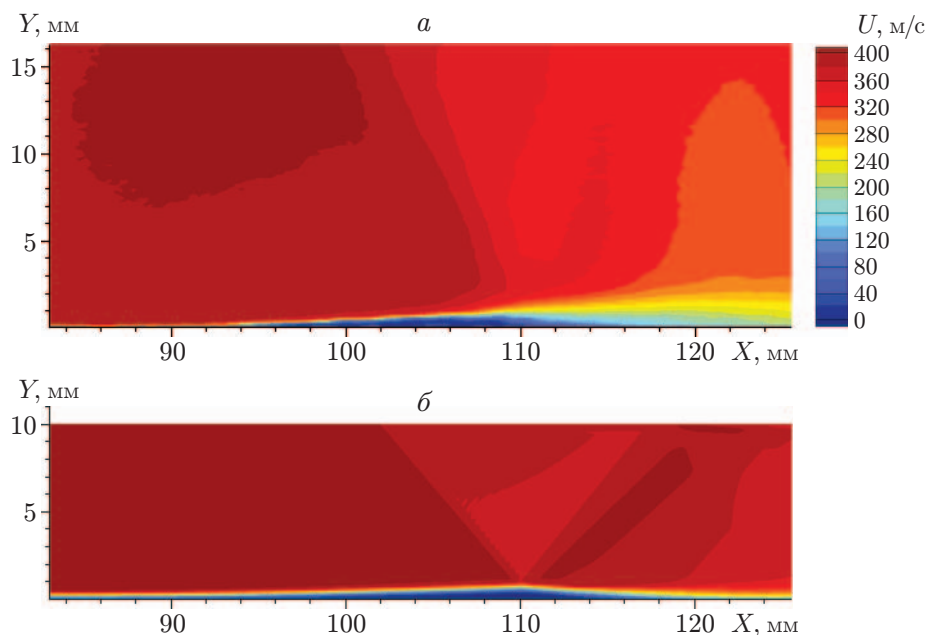


Рис. 1. Распределения скорости в плоскости  $(X, Y)$ , полученные в эксперименте (а) и при DNS-моделировании (б)

скачка уплотнения, пересекающего с пластиной в точке  $X = 111$  мм. В окрестности этой точки давление резко увеличивается и происходит турбулизация течения вследствие существенного увеличения амплитуды возмущений. При вытеснении потока в зоне ламинарного пузыря формируются волны сжатия, ослабляющие основной падающий скачок уплотнения. Заметим, что инерция трассеров, используемых в PIV-методе, приводит к “размазыванию” в пространстве больших градиентов скорости, как это происходит в области ударной волны (см. рис. 1, а). Результаты DNS-моделирования (см. рис. 1, б) близки к результатам эксперимента.

На рис. 1 также видно, что углы наклона падающего скачка уплотнения, полученные в эксперименте и расчете, различаются. Это можно объяснить двумя причинами. Первая заключается в том, что в эксперименте толщина вытеснения пограничного слоя в отрывной зоне больше. Это приводит к формированию более интенсивного веера волн сжатия, распространяющихся от отрывной зоны, вследствие чего локальное число Маха перед падающей ударной волной и угол ее наклона уменьшаются. Вторая причина состоит в том, что значение числа Маха меньше по сравнению с полученным по измерениям статического давления в набегающем потоке значением реального числа Маха перед зоной взаимодействия в эксперименте. Это может быть обусловлено уменьшением числа Маха при наличии слабых возмущений, возникающих в эксперименте на стыке сопла с рабочей частью.

Основные различия наблюдаются в области следа. В результате турбулизации потока при DNS-моделировании толщина турбулентного пограничного слоя меньше, чем в эксперименте. Меньшая толщина вытеснения в следе в расчете приводит к формированию более мощной волны разрежения, возникающей при отражении скачка уплотнения от пограничного слоя, в результате неблагоприятный градиент давления в расчете меньше, чем в эксперименте. Этим можно объяснить более интенсивное увеличение отрывного пузыря в эксперименте по сравнению с расчетом.

Результаты DNS- и RANS-моделирования, выполненного с использованием модели турбулентности  $\kappa-\omega-\gamma-\text{Re}_\theta$ , показаны на рис. 2. Видно, что размеры отрывной зоны

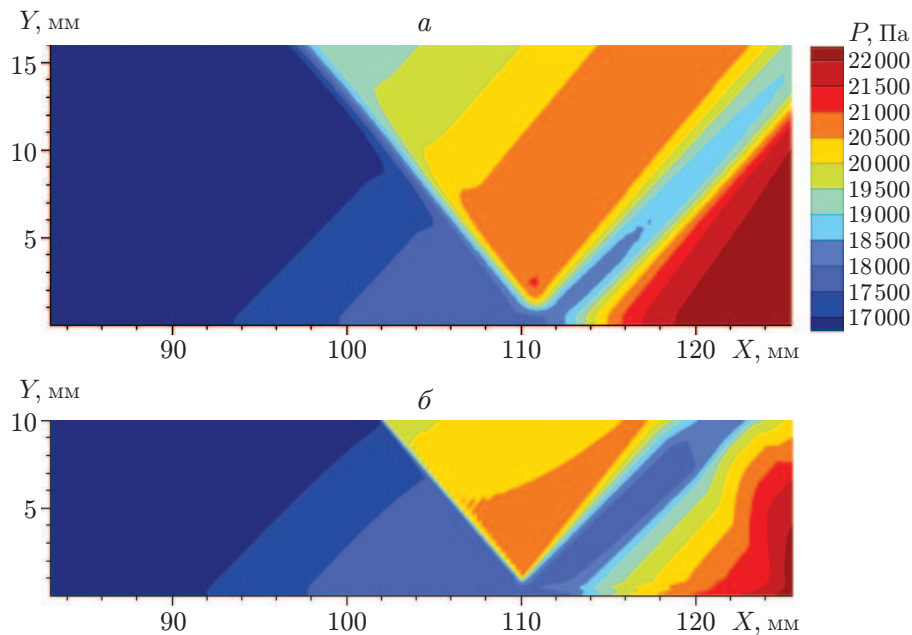


Рис. 2. Поля статического давления, полученные при RANS-моделировании (*а*) и DNS-моделировании (*б*)

хорошо согласуются, о чем свидетельствует совпадение распределений давления в этой области. Однако в области следа давление в RANS-расчете увеличивается более интенсивно, что обусловлено двумя причинами: во-первых, разной скоростью увеличения толщины вытеснения в турбулентном следе, что можно объяснить сложностью моделирования турбулентного следа с помощью полуэмпирических RANS-методов, во-вторых, влиянием сравнительно малой высоты расчетной области, используемой для прямого численного моделирования, вследствие чего волны сжатия достигают верхней границы расчетной зоны в области формирования скачка уплотнения (см. рис. 2, *б*), а падающая ударная волна в DNS-расчете задается на верхней границе без учета изменения давления в волнах сжатия. В результате итоговые распределения давления за падающим скачком, полученные при DNS- и RANS-моделировании, незначительно различаются. Однако данный эффект проявляется достаточно слабо и распределение давления за скачком меняется несущественно. Поэтому в дальнейшем, при сравнении результатов DNS- и RANS-расчетов, данные, полученные путем прямого численного моделирования, полагаются базовыми.

На рис. 3 представлены распределения сопротивления трения и давления, полученные с использованием различных методов расчета. Видно, что они достаточно хорошо качественно согласуются. Рассмотрим более подробно результаты прямого численного моделирования. Начало области взаимодействия ( $X \approx 80$  мм) характеризуется резким уменьшением коэффициента трения и увеличением давления. При  $X \approx 97$  мм начинается формироваться возвратное течение (отрицательная компонента напряжения трения), обусловленное ламинарным отрывом потока. В окрестности точки с координатой  $X \approx 111 \div 113$  мм наблюдается резкое увеличение давления, индуцированное основным падающим скачком уплотнения. Большой положительный градиент давления приводит к скачкообразному увеличению модуля коэффициента трения в возвратном течении вблизи стенки. Существенного развития отрывного течения вниз по потоку не происходит вследствие турбулизации сдвигового слоя. Ламинарно-турбулентный переход происходит в узкой области ( $X \approx 112 \div 120$  мм), что приводит к значительному увеличению коэффициента сопро-

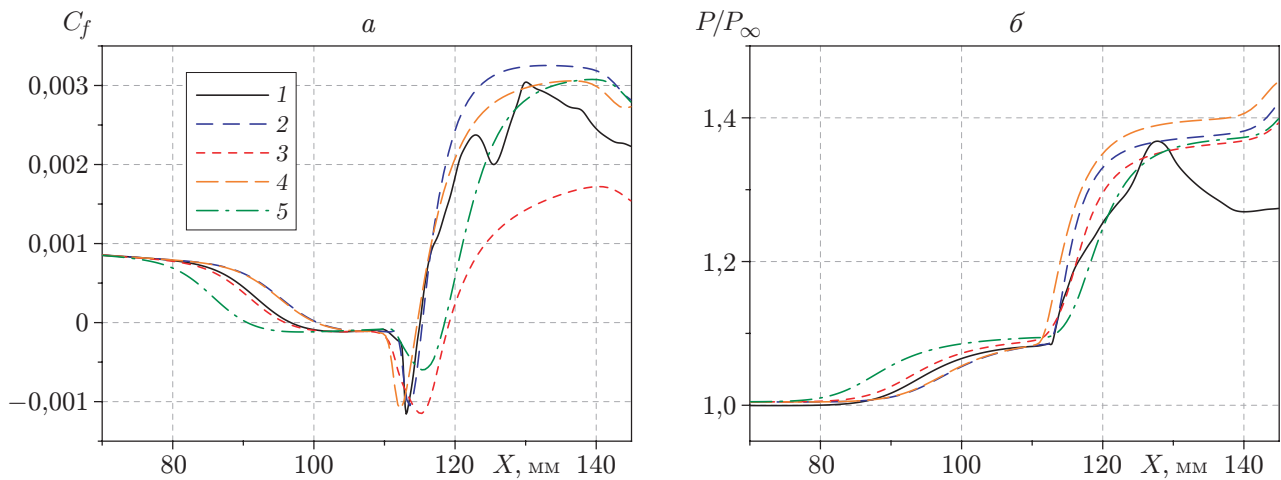


Рис. 3. Распределения сопротивления трения на стенке (а) и давления (б), полученные с использованием различных расчетных методов: 1 — DNS, 2–5 — RANS (2 — (k- $\omega$ - $\gamma$ - $Re_\theta$ )-модель, 3 — (k<sub>T</sub>-k<sub>L</sub>- $\omega$ )-модель, 4 — (k- $\omega$ - $\gamma$ )-модель, 5 — (k- $\omega$ )-SST-модель при  $X_t = 111$  мм)

тивления трения. В результате в зоне пересечения падающего скачка уплотнения с поверхностью пластины наблюдается узкий пик отрицательных значений  $C_f$  (см. рис. 3, а). При DNS-моделировании вследствие недостаточного времени осреднения в области следа наблюдаются некоторые осцилляции в распределении параметров.

Положение и величина пика отрицательных значений  $C_f$ , определенные с использованием (k- $\omega$ - $\gamma$ - $Re_\theta$ )-модели в RANS-расчетах, хорошо согласуются с результатами прямого численного моделирования. Это означает, что данная полуэмпирическая модель предсказывает начальный процесс турбулизации с достаточной точностью. Однако данные о размерах зоны взаимодействия, отрывной зоны и параметрах течения в следе отличаются от результатов, полученных при DNS-моделировании. Размеры области взаимодействия, полученные по (k<sub>L</sub>-k<sub>T</sub>- $\omega$ )-модели, совпадают с данными DNS-расчетов, однако процесс турбулизации при использовании (k<sub>L</sub>-k<sub>T</sub>- $\omega$ )-модели происходит более медленно, что проявляется в “размазывании” пика отрицательных значений  $C_f$  и уменьшении сопротивления трения в следе. При использовании трехпараметрической (k- $\omega$ - $\gamma$ )-модели результаты близки к результатам, полученным по четырехпараметрической (k- $\omega$ - $\gamma$ - $Re_\theta$ )-модели турбулентности. (k- $\omega$ - $\gamma$ )-модель позволяет получить результаты, лучше согласующиеся с результатами DNS-моделирования в области следа, но в начале переходной области результаты расходятся (в области пика отрицательных значений  $C_f$ ).

Для данных, полученных с использованием (k- $\omega$ )-SST-модели, выше по течению от точки  $X_t = 111$  мм турбулентная вязкость полагалась равной нулю. В этом случае размеры отрывной зоны и значения  $C_f$  в переходной области, полученные по (k- $\omega$ )-SST-модели, максимально отличаются от данных полученных при прямом численном моделировании, а параметры течения в области следа хорошо согласуются.

На рис. 4 показано влияние на коэффициент трения интенсивности турбулентности набегающего потока  $I_t$  в случае RANS-расчета с использованием (k- $\omega$ - $\gamma$ - $Re_\theta$ )-модели. При увеличении интенсивности турбулентности от 0,01 до 1 % протяженность ламинарного пузыря уменьшается практически в два раза. При этом пик отрицательных значений  $C_f$  увеличивается и смещается вверх по потоку. Изменение уровня начальных возмущений в DNS-расчете также должно привести к изменению размеров области взаимодействия и параметров течения в этой области. Поскольку при прямом численном моделировании

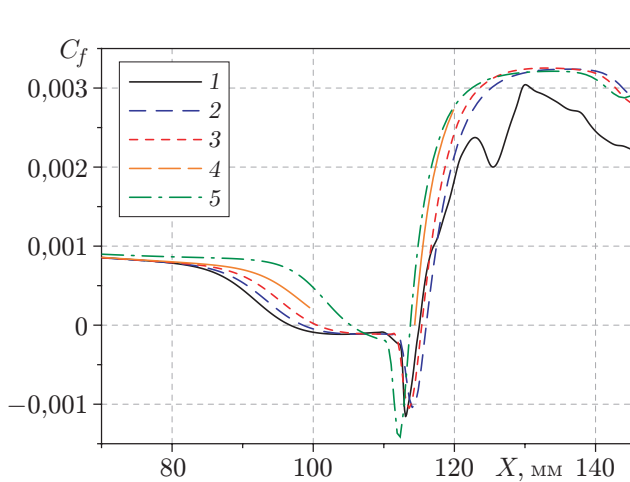


Рис. 4

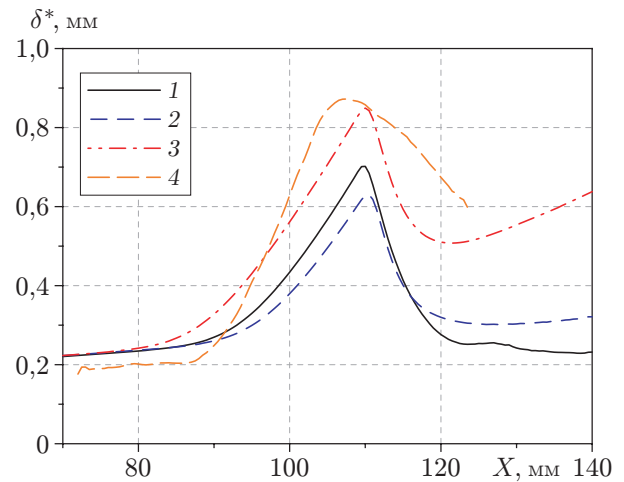


Рис. 5

Рис. 4. Распределения коэффициентов трения вдоль продольной координаты, полученные при DNS-моделировании (1) и в RANS-расчетах при различных значениях уровня турбулентности (2–5):

2 —  $I_t = 0,01 \%$ , 3 —  $I_t = 0,1 \%$ , 4 —  $I_t = 0,5 \%$ , 5 —  $I_t = 1 \%$

Рис. 5. Распределения толщины вытеснения, полученные различными способами: 1 — DNS-расчет, 2, 3 — RANS-расчет (2 —  $(k-\omega-\gamma-Re_\theta)$ -модель; 3 — модифицированная  $(k-\omega-\gamma-Re_\theta)$ -модель), 4 — эксперимент

непосредственно задается уровень пульсаций для одной неустойчивой моды, а в RANS-расчетах используется интегральный параметр, провести сравнение в одинаковых условиях невозможно. Тем не менее при близких значениях уровня пульсаций набегающего потока DNS- и RANS-данные на рис. 2 хорошо согласуются.

Анализ результатов, полученных в DNS- и RANS-расчетах, позволяет сделать вывод, что рассмотренные в настоящей работе модели турбулентности, учитывающие ламинарно-турбулентный переход, можно использовать для получения количественных данных о подобном рода течениях. В основном различия не являются существенными, наибольшие различия имеют место при использовании  $(k_L-k_T-\omega)$ -модели.

Рассмотрим причины различия результатов эксперимента и численного моделирования. На рис. 5 показаны продольные распределения толщины вытеснения. Данная величина рассчитывалась по формуле для несжимаемого течения, поскольку экспериментальные данные о плотности отсутствуют. Как указывалось выше, в эксперименте наблюдается более значительное увеличение толщины вытеснения в ламинарном пузыре и в области следа, чем при DNS- и RANS-расчетах. По-видимому, это обусловлено особенностями моделирования течения в следе, где все использованные методы расчета дают заниженное значение толщины вытеснения. В данном случае число Маха набегающего потока невелико ( $M = 1,43$ ), а за системой скачков уплотнения и волн разрежения число Маха в следе близко к единице, в сдвиговом слое появляются большие дозвуковые области, через которые осуществляется влияние на течение вверх по потоку. Взаимодействие ударной волны с пограничным слоем практически аналогично их взаимодействию в случае трансзвукового течения, когда даже малые изменения отдельных параметров могут приводить к перестройке течения в целом [23]. В случае прямого численного моделирования, помимо недостаточного разрешения турбулентных структур в следе, необходимо учитывать, что ламинарно-турбулентный переход вызван развитием одной неустойчивой моды возмуще-



ний. Поскольку в рассматриваемой задаче ламинарно-турбулентный переход происходит достаточно быстро (на расстоянии, приблизительно равном восьми локальным толщинам вытеснения), можно предположить, что нелинейный процесс развития возмущений в значительной мере зависит от спектрального состава и амплитуд возмущений. В результате течение в следе может существенно измениться при изменении начального уровня возмущений в DNS-расчете. Частично это подтверждено в экспериментальной работе [24], где измеренная толщина пограничного слоя в области следа за зоной взаимодействия в случае ламинарного набегающего слоя существенно больше, чем в случае, когда состояние набегающего пограничного слоя соответствовало началу переходного процесса. Для подтверждения данного предположения необходимо выполнить DNS-расчеты при различных значениях частоты набегающих возмущений.

В переходных моделях турбулентности, используемых в RANS-расчетах, отсутствует возможность изменить спектральный состав набегающих возмущений, поэтому для решения данной проблемы необходимо внести поправки в уравнения переноса кинетической энергии турбулентности. На рис. 5 приведены результаты, полученные с использованием различных моделей, в том числе модифицированной  $(\varkappa-\omega-\gamma-\text{Re}_\theta)$ -модели, в которой в уравнения переноса введен дополнительный диссипативный член  $\varkappa$  в области следа. Видно, что при использовании модифицированного уравнения данные расчетов значительно лучше согласуются с результатами экспериментов. Заметим, что диссипативный член оказывает влияние на течение только после турбулизации течения, поэтому увеличение толщины вытеснения в зоне ламинарного пузыря обусловлено именно изменением характера течения в следе. Большая толщина вытеснения в следе приводит к изменению распределения давления, вследствие чего изменяется характер течения в отрывной зоне. Полученные данные свидетельствуют о необходимости правильного расчета области за зоной взаимодействия, развитие которой, в свою очередь, зависит от процессов ламинарно-турбулентного перехода.

Линейная теория развития возмущений и  $e^N$ -метод часто используются для предсказания ламинарно-турбулентного перехода при решении практических задач. Поэтому актуально оценить возможность использования локально-параллельной теории LST для данного течения, где в зоне взаимодействия и отрывном пузыре происходит достаточно интенсивное изменение параметров вдоль продольной координаты.

На рис. 6 показана спектрограмма пульсаций давления на стенке пластины  $P_{SD}$ , полученная по результатам прямого численного моделирования. Видно, что перед областью взаимодействия наблюдается одна частота, соответствующая вводимому возмущению. В начале области взаимодействия происходит увеличение амплитуды возмущений в широком диапазоне частот. Появление широкого спектра частот в начале области взаимодействия, очевидно, обусловлено развитием собственных возмущений в отрывной области, которые не должны влиять на развитие неустойчивой моды. Таким образом, можно предположить, что возмущение линейно развивается на участке до точки пересечения падающей ударной волны с пластиной. В точке начала плато давления ( $X \approx 100$  мм), соответствующей отрыву потока, происходит локальное затухание всех пульсаций спектра, за исключением неустойчивой моды. Вниз по течению вблизи точки пересечения падающего скачка уплотнения с пластиной наблюдаются значительное увеличение амплитуды возмущений и заполнение спектра гармониками вводимой моды. Нелинейные процессы развиваются с большой скоростью, что приводит к появлению турбулентного течения.

На рис. 7 показаны распределения  $N$ -факторов растущих возмущений, полученные путем прямого численного моделирования и LST-расчета, выполненного с использованием кода LOTRAN [25]. В качестве среднего течения для расчета устойчивости использовались осредненные по времени профили пограничного слоя, полученные в DNS-расчете. Видно,

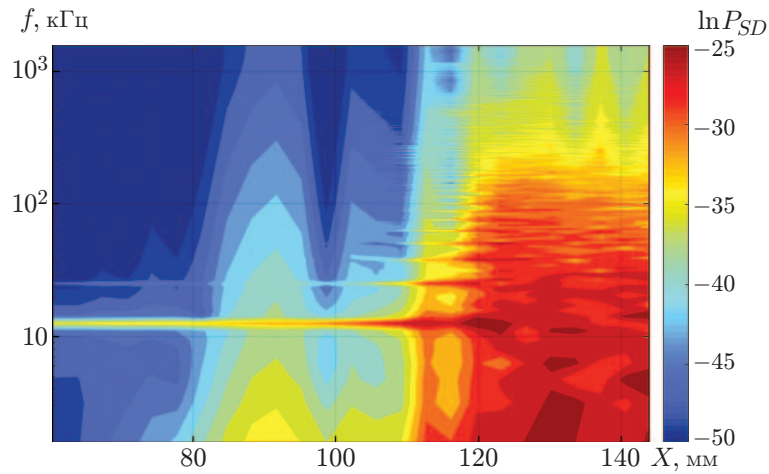
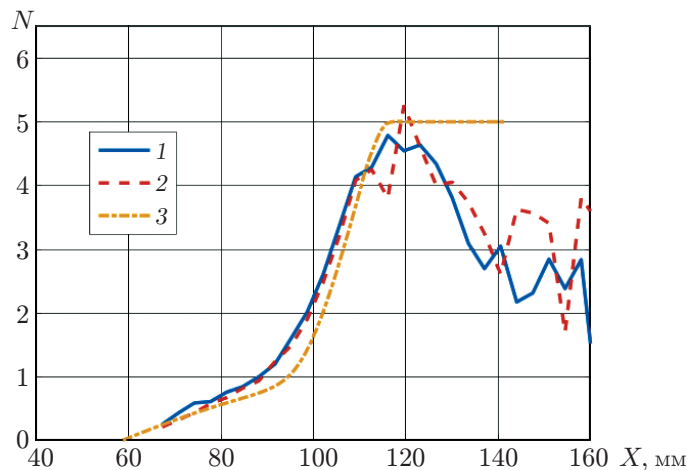


Рис. 6. Спектрограмма пульсаций давления на стенке, полученная в DNS-расчете

Рис. 7. Распределения  $N$ -факторов, полученных на основе DNS- и LST-расчетов с использованием давления на стенке (DNS) (1), коэффициента трения (DNS) (2), коэффициента роста (LST) (3)

что данные, полученные на основе анализа пульсаций давления (кривая 1) и коэффициента трения (кривая 2) в DNS-расчете перед областью турбулизации пограничного слоя, хорошо согласуются. Коэффициенты роста (кривая 3 на рис. 7) получены с использованием линейной теории для возмущения, соответствующего начальному возмущению при прямом численном моделировании ( $f = 25,1$  кГц,  $\chi = 46^\circ$ ). Видно, что данные, полученные в LST- и DNS-расчетах, хорошо согласуются, при этом наблюдаются значительное увеличение амплитуды возмущений в области ламинарного отрывного пузыря и постепенное увеличение амплитуды возмущений в набегающем пограничном слое. Таким образом, полученные данные свидетельствуют о возможности использования  $e^N$ -метода в области ламинарного отрывного пузыря для исследуемой задачи.

**Заключение.** В работе выполнено численное моделирование течения в области взаимодействия ударной волны с ламинарным пограничным слоем для числа Маха  $M = 1,43$ . Показано, что результаты, полученные с использованием RANS-методов, учитывающих ламинарно-турбулентный переход, хорошо согласуются с данными прямого численного моделирования. Полученные результаты свидетельствуют о возможности использования

существующих RANS-моделей для расчета ламинарных отрывных сжимаемых течений, по крайней мере, для случаев большого неблагоприятного градиента давления.

Показано, что результаты прогнозирования роста амплитуды возмущений в пограничном слое и ламинарном отрывном пузыре с помощью DNS- и LST-методов также хорошо согласуются. Это позволяет сделать вывод о допустимости определения положения перехода с использованием локально-параллельной теории устойчивости и  $e^N$ -метода для исследуемого класса задач.

Полученные различия экспериментальных и расчетных данных находятся в основном в области турбулизации течения, а также турбулентного следа и требуют дальнейшего исследования с использованием обоих подходов. Возможно, различие результатов обусловлено наличием нелинейных эффектов в зоне турбулизации, приводящих к существенной неравновесности турбулентного пограничного слоя в следе за отрывной зоной.

## ЛИТЕРАТУРА

1. **Green J.** Interactions between shock waves and turbulent boundary layers // *Progr. Aerospace Sci.* 1970. V. 11. P. 235–340.
2. **Dolling D. S.** Fifty years of shock wave/boundary layer interaction: what next? // *AIAA J.* 2001. V. 39. P. 1517–1531.
3. **Smits A. J.** Turbulent shear layers in supersonic flow / A. J. Smits, J. P. Dussauge. N. Y.: Woodbury, 1996.
4. **Zheltovodov A.** Shock wave/turbulent boundary layer interactions: fundamental studies and applications. New Orleans, 1996. (Paper / AIAA; N 1996-1977).
5. **Andreopoulos Y., Agui J. H., Briassulis G.** Shock wave — turbulence interactions // *Annual Rev. Fluid Mech.* 2000. V. 32. P. 309–345.
6. **Babinsky H.** Shock wave — boundary-layer interactions / H. Babinsky, J. K. Harvey. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2011.
7. **Unsteady** effects of shock wave induced separation / Ed. by P. Doerffer, C. Hirsch, J.-P. Dussauge, et al. S. l.: Springer, 2011. (Notes Numer. Fluid Mech. Multidisciplinary Design; V. 114).
8. **Clemens N. T., Narayanaswamy V.** Low-frequency unsteadiness of shock wave/turbulent boundary layer interactions // *Annual Rev. Fluid Mech.* 2014. V. 46. P. 469–492.
9. **Di Pasquale D., Rona A., Garrett S.** A selective review of transition modelling for CFD. San Antonio, 2009. (Paper / AIAA; N 2009-3812).
10. **Knight D., Degrez G.** Shock wave boundary layer interactions in high Mach number flows: A critical survey of current CFD prediction capabilities: Tech. Rep. / Advisory Group for Aerospace Research and Development. N AR-319-02. Neuilly-sur-Seine, 1998.
11. **Teramoto S.** Large-eddy simulation of transitional boundary layer with impinging shock wave // *AIAA J.* 2005. V. 43, N 11. P. 2354–2363.
12. **Touber E., Sandham N. D.** Large-eddy simulation of low-frequency unsteadiness in a turbulent shock-induced separation bubble // *Theor. Comput. Fluid Dynamics.* 2009. V. 23. P. 79–107.
13. **Garnier E., Sagaut P., Deville M. O.** Large eddy simulation of shock/boundary layer interaction // *AIAA J.* 2002. V. 40, N 10. P. 1935–1944.
14. **Pirozzoli S., Grasso F.** Direct numerical simulation of impinging shock wave/turbulent boundary layer interaction at  $M = 2.25$  // *Phys. Fluids.* 2007. V. 18, N 6. 065113.
15. **Wu M., Martin P.** Direct numerical simulation of supersonic turbulent boundary layer over a compression ramp // *AIAA J.* 2007. V. 45, N 4. P. 879–889.
16. **Mayer C., von Terzi D., Fasel H.** Direct numerical simulation of complete transition to turbulence via oblique breakdown at Mach 3 // *J. Fluid Mech.* 2011. V. 674. P. 5–42.

17. **Егоров И. В., Новиков А. В., Федоров А. В.** Прямое численное моделирование ламинарно-турбулентного перехода при гиперзвуковых скоростях потока на суперЭВМ // Журн. вычисл. математики и мат. физики. 2017. Т. 57, № 8. С. 1347–1373.
18. **Кудрявцев А. Н., Хотяновский Д. В.** Прямое численное моделирование перехода к турбулентности в сверхзвуковом пограничном слое // Теплофизика и аэромеханика. 2015. Т. 22, № 5. С. 567–580.
19. **Хотяновский Д. В., Кудрявцев А. Н.** Численное моделирование развития неустойчивых возмущений различных мод и начальных стадий ламинарно-турбулентного перехода в пограничном слое при числе Маха потока  $M = 6$  // Теплофизика и аэромеханика. 2016. Т. 23, № 6. С. 843–852.
20. **Polivanov P. A., Sidorenko A. A., Maslov A. A.** Transition effect on shock wave/boundary layer interaction at  $M = 1.47$ . Kissimmee, 2015. (Paper / AIAA; N 2015-1974).
21. **Поливанов П. А., Сидоренко А. А.** Подавление ламинарной отрывной зоны искровым разрядом при числе Маха  $M = 1,43$  // Письма в ЖТФ. 2018. Т. 44, № 18. С. 60–68. DOI: 10.21883/PJTF.2018.18.46613.17344.
22. **Поливанов П. А., Сидоренко А. А., Маслов А. А.** Влияние ламинарно-турбулентного перехода на взаимодействие ударной волны с пограничным слоем при малом сверхзвуковом числе Маха // Письма в ЖТФ. 2015. Т. 41, № 19. С. 29–37.
23. **Kutepova A. I., Polivanov P. A., Sidorenko A. A.** Effect of a uncertainties of flow parameters on the separation zone at supersonic speeds // J. Phys.: Conf. Ser. 2019. V. 1404. 012085. DOI: 10.1088/1742-6596/1404/1/012085.
24. **Polivanov P. A., Sidorenko A. A., Maslov A. A.** Study of the unsteady structures evolution in shock wave/boundary layer interaction for various upstream conditions // Proc. of the 30th Congr. of the Intern. council of the aeronautical science (ICAS 2016), Daejeon (Korea), 25–30 Sept. 2016. S. 1., 2016. P. 1–10.
25. **Бойко А. В., Демьянко К. В., Иноземцев А. А. и др.** Определение положения ламинарно-турбулентного перехода при численном моделировании обтекания пластины дозвуковыми и трансзвуковыми потоками // Теплофизика и аэромеханика. 2019. Т. 26, № 5. С. 675–683.

*Поступила в редакцию 26/VI 2020 г.,  
после доработки — 26/VI 2020 г.  
Принята к публикации 27/VII 2020 г.*

---