

УДК 532.517.2:532.533.601.155

## РАСЧЕТ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПАДАЮЩЕГО КОСОГО СКАЧКА УПЛОТНЕНИЯ С ТУРБУЛЕНТНЫМ ПОГРАНИЧНЫМ СЛОЕМ НА ПЛАСТИНЕ

Н. Н. Федорова, И. А. Федорченко

Институт теоретической и прикладной механики СО РАН, 630090 Новосибирск

Приведены результаты численного моделирования взаимодействия косой ударной волны с турбулентным пограничным слоем, образующимся при сверхзвуковом (число Маха  $M = 5$ ) обтекании плоской пластины. Расчеты выполнены для трех случаев взаимодействия различной интенсивности, приводящих к безотрывному или отрывному течению. Проведены сравнения расчетных и экспериментальных данных. Исследовано влияние турбулентности потока и нестационарности отрывного скачка на характеристики течения.

Ключевые слова: скачок уплотнения, пограничный слой, отрывное течение, турбулентность, теплообмен.

Наряду с физическим экспериментом математическое моделирование играет важную роль в исследовании высокоскоростных турбулентных течений при конструировании сверх- и гиперзвуковых летательных аппаратов и разработке методов управления течениями. Процесс взаимодействия ударной волны с пограничным слоем изучен достаточно хорошо [1–5]. Известно, что динамические и тепловые нагрузки, возникающие вследствие такого взаимодействия, как правило, являются критическими для летательного аппарата. В то же время структура реализующегося при этом течения достаточно простая, что позволяет проанализировать его особенности, а также оценить возможность использования модели турбулентности и численного алгоритма для предсказания возникающих нагрузок.

Структура потока в области взаимодействия существенно зависит от режима течения в пограничном слое, интенсивности скачка уплотнения и угла его падения [1]. В зависимости от интенсивности взаимодействия и угла падения скачка может реализоваться регулярное или нерегулярное отражение. При небольших сверхзвуковых скоростях и больших углах падения скачка реализуется нерегулярное отражение. Вблизи пограничного слоя возникает отраженный скачок, в структуре которого имеется прямой участок. При небольшой интенсивности падающей ударной волны отражение происходит без отрыва пограничного слоя. С увеличением интенсивности скачка реализуется трансзвуковая конфигурация взаимодействия, когда в основании падающего скачка формируется  $\lambda$ -образная структура [1]. Кроме того, возможны несколько видов взаимодействия скачка с пограничным слоем, приводящих к различным типам отраженных волн [6].

При достаточно большой интенсивности падающего скачка может образоваться отрывная зона, причем ламинарный пограничный слой отрывается при меньшем пороговом значении давления. В случае турбулентного пограничного слоя длина области отрыва сравнима с толщиной невозмущенного пограничного слоя, а ее толщина значительно меньше последней.

При рассмотрении турбулентного отрыва особое внимание уделяется механизмам отрыва и присоединения потока в областях взаимодействия ударной волны с пограничным слоем и влиянию чисел Рейнольдса и Маха на характеристики этих областей.

В [7] показано, что каждому значению числа Маха соответствует свой угол наклона падающего скачка уплотнения, при котором происходит зарождение отрывного течения. Это подтверждено результатами исследований взаимодействия скачков уплотнения с пограничным слоем в сверхзвуковых диффузорах.

В работах [8, 9] выполнено экспериментальное исследование взаимодействия турбулентного пограничного слоя с волной сжатия при числе Маха  $M = 2,9$  и значениях числа Рейнольдса  $Re = (2,2 \div 5,9) \cdot 10^4$ .

В [10, 11] приведены результаты экспериментальных исследований взаимодействия падающего косоугольного скачка, генерируемого 8-градусным клином, с пограничным слоем при  $M = 2,3$  и  $Re_\delta = 6 \cdot 10^4$ .

В эксперименте [12] исследуется взаимодействие турбулентного пограничного слоя с падающим скачком уплотнения, генерируемым плоским клином, угол которого может варьироваться. Приведены зависимости длины зоны отрыва от угла падения ударной волны при  $M = 2,96$ . С увеличением угла генератора скачка возрастает интенсивность скачка, возмущения распространяются на большее расстояние, а точка отрыва смещается вверх по потоку. Размеры отрывной зоны зависят также от числа Рейнольдса. При больших значениях  $Re$  угол генератора скачка, соответствующий зарождению отрыва, растет с увеличением числа Рейнольдса при всех значениях числа Маха [12], в то время как при сравнительно низких значениях  $Re$  наблюдается противоположная тенденция [2].

В [13] экспериментально и теоретически исследовано влияние числа Маха набегающего потока на характер трехмерного взаимодействия ударной волны с турбулентным пограничным слоем. Угол генератора скачка изменялся от  $4$  до  $22^\circ$ ,  $M = 2 \div 4$ ,  $Re_1 = (50 \div 80) \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$ . В [13] установлено, что характеристики течения в области взаимодействия зависят от числа Маха потока и от интенсивности скачка. Отмечено, что степень соответствия результатов расчета и эксперимента уменьшается с увеличением интенсивности взаимодействия.

В работе [14] экспериментально исследованы характеристики отрывной зоны на плоской стенке сопла прямоугольного поперечного сечения при  $M = 2,9$ ,  $Re_\delta = 9,73 \cdot 10^5$  в условиях адиабатической стенки. Приведены данные о распределении статического давления на поверхности пластины для течений без отрыва и с отрывной зоной. Результаты измерений согласуются с экспериментальными данными других авторов.

В [15] приведены результаты экспериментов при  $M = 1,30 \div 1,42$ . Для различных интенсивностей скачка рассмотрены случаи с зарождающимся отрывом, развитой отрывной зоной и большим отрывным пузырем. Измерения показали, что в первой фазе взаимодействия, которая соответствует интенсивному торможению, генерируется высокая степень турбулентности, влияющая на параметры течения. Поэтому пренебрежение нормальными составляющими в уравнениях для моментов и турбулентной энергии неоправданно в области основания скачка, где течение испытывает существенное торможение. Установлено, что в процессе взаимодействия пограничный слой является существенно неравновесным. Так как время жизни крупных структур, образовавшихся в зоне интенсивной турбулентности, велико, релаксация к новому состоянию равновесия вниз по потоку — процесс довольно длительный.

В [16] проведено экспериментальное измерение нормальных и касательных составляющих напряжений Рейнольдса при  $M = 2,9$  для случая адиабатической стенки. Показано, что нормальные составляющие реинольдсовых напряжений невелики во всей области течения, а в области взаимодействия градиенты касательных составляющих напряжений малы по сравнению с градиентом давления.

Важным направлением исследования взаимодействия скачка с пограничным слоем является изучение теплообмена [17]. При падении на поверхность ударной волны и возникновении отрыва распределение теплового потока на поверхности может стать существенно неравномерным. Максимумы тепловых потоков представляют серьезную опасность для конструкции летательного аппарата, поэтому их определение важно для практических приложений.

В [18] представлены результаты экспериментов при  $M = 4$ ,  $Re = (1,3 \div 1,5) \cdot 10^7$ ,  $T_w/T_0 = 0,59 \div 0,65$  ( $T_w$  — температура стенки;  $T_0$  — полная температура набегающего потока). Угол скачка уплотнения с поверхностью заостренной плоской пластины, на которой производились измерения, изменялся от  $17^\circ 8'$  до  $22^\circ 8'$ . Исследованы распределения давления и тепловых потоков на поверхности пластины.

В работе [19] изучался теплообмен на плоской пластине, где реализовывалось двух- и трехмерное взаимодействие косоугольного скачка уплотнения с пограничным слоем при  $M = 3, 5$ . Отмечено, что с увеличением интенсивности скачка максимум тепловых потоков растет. С помощью корреляционного анализа можно по максимальному значению давления оценить максимальный тепловой поток в зоне взаимодействия.

В [20] исследовано взаимодействие колеблющегося вдоль потока скачка уплотнения с ламинарным и турбулентным пограничным слоем на пластине. Экспериментальная работа [21] посвящена изучению характерных особенностей течения в области взаимодействия колеблющегося скачка уплотнения с пограничным слоем на поверхности тела, причем в экспериментах изменялись частота и амплитуда колебаний, а также интенсивность скачка уплотнения. В результате выявлены общие закономерности течения в области взаимодействия и найдены зависимости между максимальными значениями давления и теплового потока в зоне взаимодействия. Анализ полученной картины течения в зоне нестационарного взаимодействия показал, что при  $Re = 1,37 \cdot 10^6$  отрывная зона приобретает ярко выраженную устойчивую пространственную волнообразную структуру, аналогичную образующимся в области отрыва и присоединения при турбулентном режиме вихрям Тейлора — Гёртлера. При частоте колебаний 10 Гц и амплитуде  $0,136x_0$  ( $x_0$  — расстояние от носика пластины до области взаимодействия) увеличение числа Рейнольдса с  $1,37 \cdot 10^6$  до  $2,11 \cdot 10^6$  приводит к уменьшению масштаба образующихся структур. Из сравнения тепловых потоков в области присоединения при стационарном и нестационарном взаимодействии следует, что чем больше интенсивность скачка уплотнения, тем большее влияние оказывают его колебания на интенсивность теплообмена. Особенно велико это влияние в случае турбулентного пограничного слоя.

Результаты численных расчетов в рамках математических моделей различной сложности с использованием полуэмпирических моделей турбулентности представлены в работах [22–25]. В [26] приведены результаты расчетов, основанные на использовании метода крупных вихрей. Основное внимание уделялось достоверности предсказания структуры течения, размеров отрывной зоны, а также динамических и тепловых нагрузок, реализующихся при этом взаимодействии. Следует отметить, что точность расчета параметров турбулентных отрывных течений уменьшается с увеличением интенсивности взаимодействия. Поэтому представляется актуальным проведение математического моделирования течений при достаточно больших числах Маха.

В настоящей работе выполнены расчеты для условий эксперимента, проведенного сотрудниками Института механики жидкости Немецкого аэрокосмического центра (г. Геттинген, Германия) [27, 28] в аэродинамической трубе Людвига при температуре торможения  $T_0 = 410$  К, давлении торможения  $P_0 = 2,12$  МПа, единичном числе Рейнольдса  $Re_1 = 40 \cdot 10^6$  м<sup>-1</sup>, температуре стенки модели  $T_w = (300 \pm 5)$  К. Ударная волна генерировалась пластиной — генератором скачка, угол наклона  $\alpha$  которой определял интенсив-

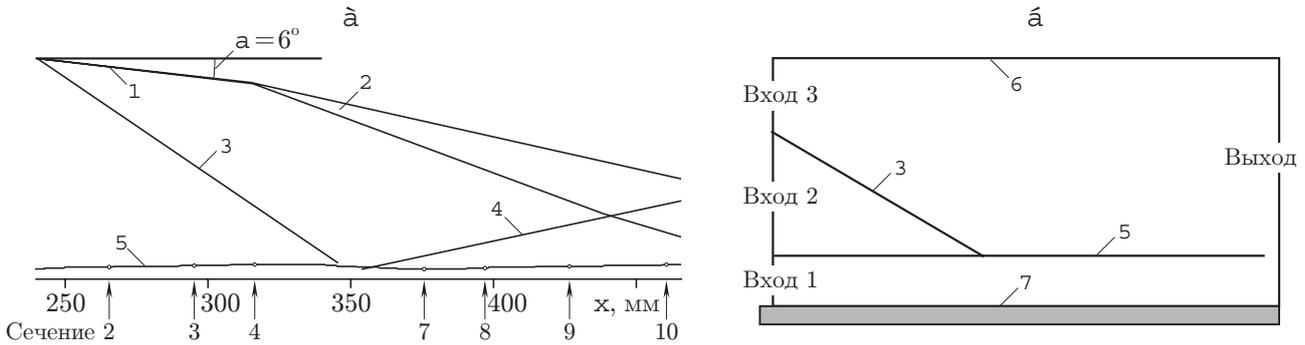


Рис. 1. Экспериментальная картина течения для случая  $\alpha = 6^\circ$  (а) и схема расчетной области (б):

1 — генератор скачка; 2 — волна разрежения; 3 — падающий скачок; 4 — отраженный скачок; 5 — граница пограничного слоя; 6 — верхняя граница; 7 — пластина; стрелками показаны положения сечений 2–4, 7–10, в которых проводились измерения профилей средних параметров в пограничном слое

ность падающей волны. Число Маха набегающего потока  $M = 5$ . Эксперимент проводился для углов генератора скачка  $\alpha = 6, 10$  и  $14^\circ$ , соответствующих безотрывному течению и течениям с локальной и крупномасштабной отрывной зоной.

Экспериментальные данные [27] ранее уже использовались в качестве тестовых при анализе возможностей численных алгоритмов в рамках проекта European Space Agency/European Space Research and Technology Center [29]. Сравнение результатов, в которых используются различные вычислительные коды, созданные в Отделении вычислительной аэродинамики Исследовательского агентства обороны (FFA) (Швеция), Мюнхенском техническом университете (Германия) и фирме “Dassault Aviation” (Франция), и модели турбулентности различной степени сложности, показало, что наилучшее совпадение с экспериментом для случаев слабого и среднего взаимодействия наблюдается при использовании предложенной в [29] полной явной алгебраической модели турбулентности EARSM, основанной на модели турбулентности Уилкокса [30].

Картина течения для случая  $\alpha = 6^\circ$ , построенная по теньвым снимкам и результатам измерений полного и статического давлений, а также по профилям скорости, полученным в сечениях 2–10, приведена на рис. 1, а. Подробное описание эксперимента и полученных результатов содержится в [27, 31].

Расчет проводился в рамках полных осредненных по Фавру уравнений Навье — Стокса, дополненных двухпараметрической моделью турбулентности Уилкокса [30]. Описание модели и методов расчета приведено в [31, 32].

Расчетная область ограничивалась верхним, входным, выходным сечениями и пластиной и не включала генератор скачка (рис. 1, б). Профили скорости, плотности и температуры во входном сечении 1 определялись с использованием программы расчета пограничного слоя из условия совпадения экспериментальных и расчетных значений интегральных характеристик пограничного слоя и поверхностного трения. Во входном сечении 2 ставились условия, соответствующие невозмущенному течению, в сечении 3 условия находились из решения невязкой задачи о косом скачке уплотнения:

$$\bar{u} = 0,983, \bar{v} = -0,1, \bar{\rho} = 1,66, \bar{T} = 0,09 \text{ при } \alpha = 6^\circ;$$

$$\bar{u} = 0,95, \bar{v} = -0,17, \bar{\rho} = 2,1, \bar{T} = 0,105 \text{ при } \alpha = 10^\circ;$$

$$\bar{u} = 0,91, \bar{v} = -0,23, \bar{\rho} = 2,63, \bar{T} = 0,12 \text{ при } \alpha = 14^\circ.$$

Здесь  $\bar{u} = u/U_\infty$ ;  $\bar{v} = v/U_\infty$ ;  $\bar{\rho} = \rho/\rho_\infty$ ;  $\bar{T} = T/(c_v U_\infty^2)$ ;  $\bar{p} = p/(\rho_\infty U_\infty^2)$ ;  $c_v = 715 \text{ Дж/(кг} \cdot \text{К)}$  — теплоемкость воздуха при постоянном объеме;  $U_\infty = 825 \text{ м/с}$ ,  $\rho_\infty =$

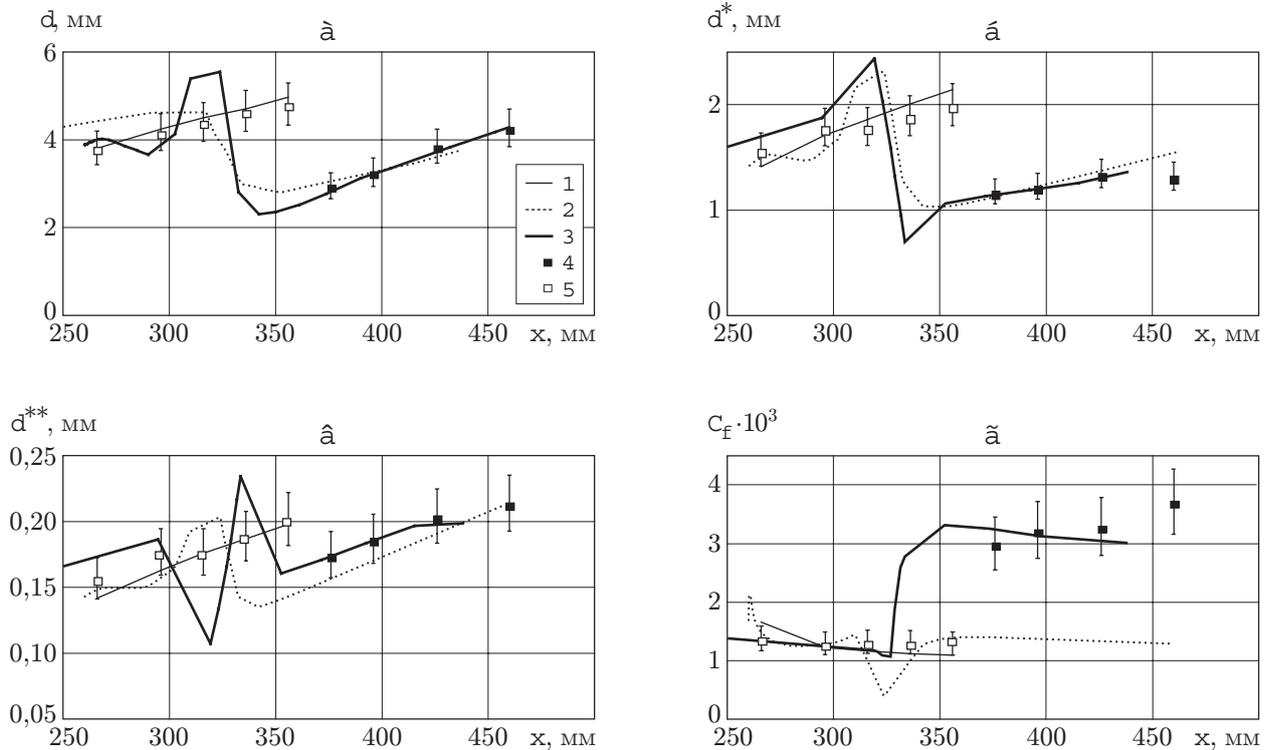


Рис. 2. Распределения параметров пограничного слоя ( $a-v$ ) и коэффициента трения ( $z$ ): 1, 5 — невозмущенное течение; 2–4 — слабое взаимодействие ( $\alpha = 6^\circ$ ) ударной волны с пограничным слоем (1, 2 — расчет по уравнениям пограничного слоя; 3 — расчет по полным уравнениям Навье — Стокса; 4, 5 — экспериментальные данные)

$0,215 \text{ кг/м}^3$  — скорость и плотность набегающего потока.

На верхней границе ставились условия “простой” волны, на правой — “мягкие” условия. На поверхности пластины граничными условиями для скорости являлись условия прилипания. В соответствии с условиями эксперимента температура стенки полагалась постоянной:  $T = 300 \text{ К}$ . Использовалась прямоугольная регулярная сетка со сгущением к поверхности, в большинстве случаев — с 200 узлами вдоль пластины и 150 узлами в направлении, перпендикулярном поверхности пластины.

Для определения параметров потока во входном сечении выполнены расчеты по уравнениям пограничного слоя. В рамках этой же модели пограничный слой, подвергающийся воздействию внешнего градиента давления, рассчитан для случая безотрывного взаимодействия ( $\alpha = 6^\circ$ ). Распределения давления для этих расчетов взяты из эксперимента. На рис. 2 приведены экспериментальные и расчетные распределения характеристик пограничного слоя ( $\delta, \delta^*, \delta^{**}$ ) и коэффициента трения  $C_f$  для невозмущенного течения и для случая  $\alpha = 6^\circ$ . В расчетах с использованием уравнений пограничного слоя и полных уравнений Навье — Стокса модель турбулентности была одинаковой. Анализ рис. 2 показывает, что рассчитанные в рамках уравнений пограничного слоя интегральные толщины  $\delta, \delta^*, \delta^{**}$  хорошо согласуются с экспериментальными значениями, но расчетное значение коэффициента трения после точки взаимодействия существенно меньше экспериментального.

На рис. 3 представлены теневые фотографии и расчетные поля плотности для трех случаев взаимодействия. На рисунке видно хорошее качественное соответствие расчетных и экспериментальных данных, а именно положений падающей и отраженной ударных волн и  $\lambda$ -конфигурации, образующейся в результате отрыва и присоединения погранично-

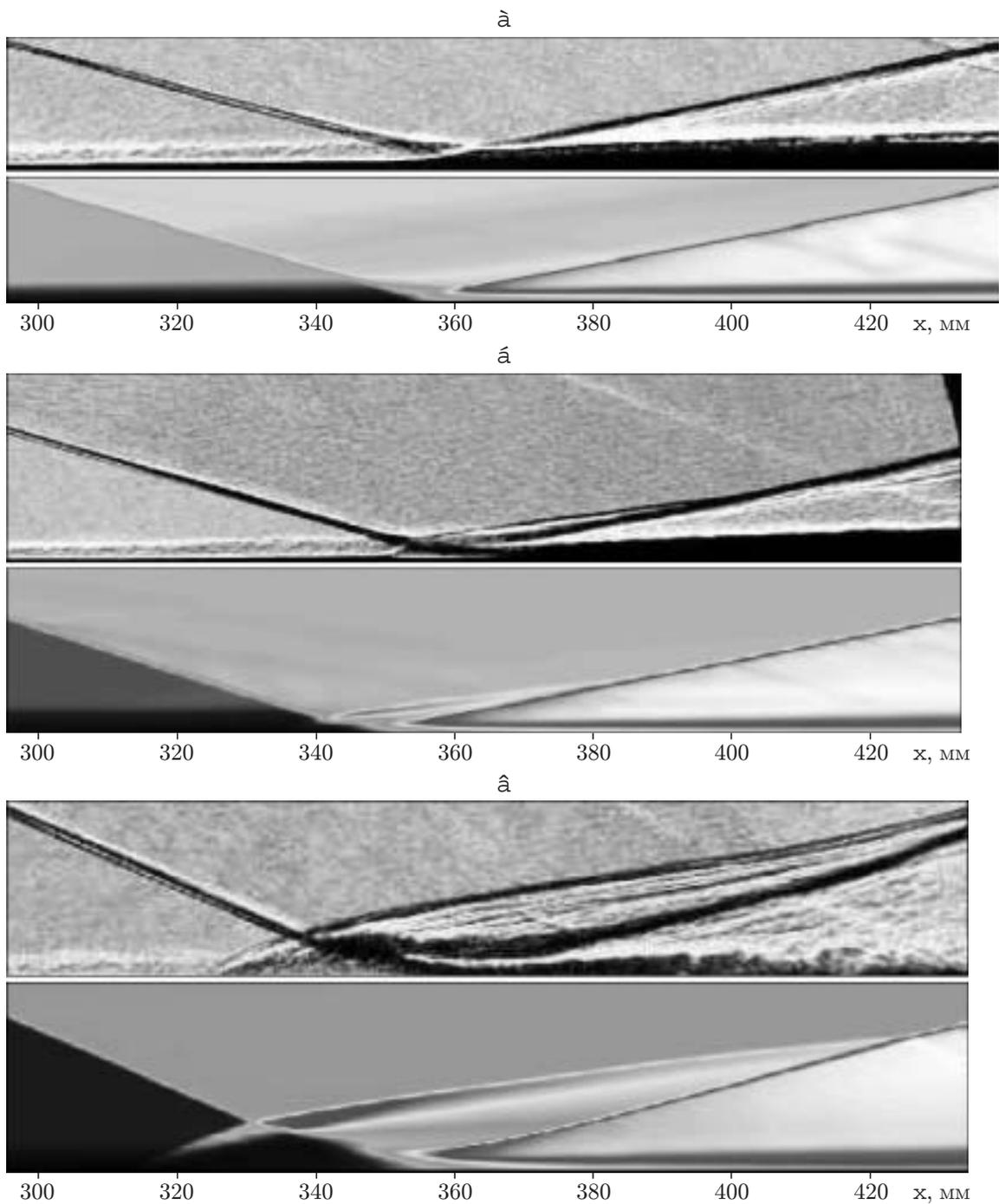


Рис. 3. Теневые фотографии течения (*вверху*) и расчетные поля плотности (*внизу*):

$a$  —  $\alpha = 6^\circ$ ;  $b$  —  $\alpha = 10^\circ$ ;  $c$  —  $\alpha = 14^\circ$

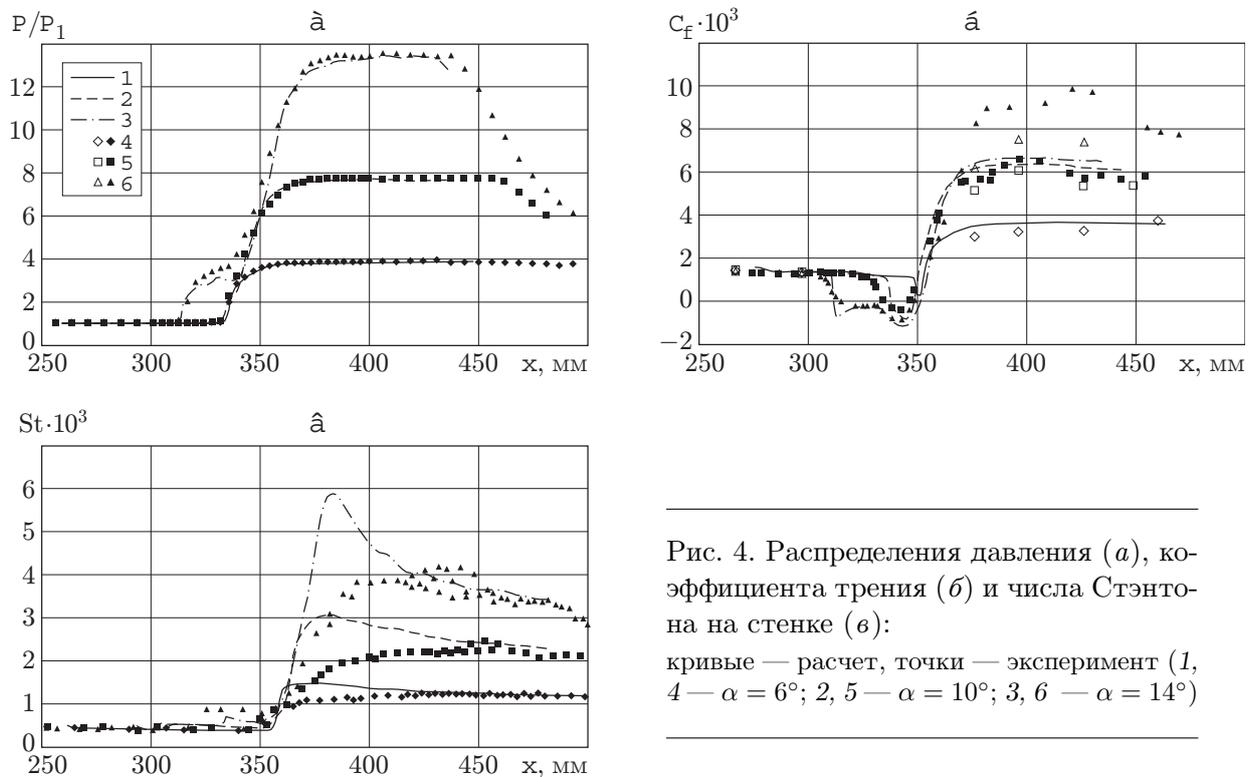


Рис. 4. Распределения давления (а), коэффициента трения (б) и числа Стэнтона на стенке (в):

кривые — расчет, точки — эксперимент (1, 4 —  $\alpha = 6^\circ$ ; 2, 5 —  $\alpha = 10^\circ$ ; 3, 6 —  $\alpha = 14^\circ$ )

го слоя, а также размера отрывной зоны.

На рис. 4 приведены экспериментальные и расчетные распределения давления, коэффициента трения и числа Стэнтона для всех случаев взаимодействия. На рис. 4, б светлые точки соответствуют данным, полученным с помощью измерений профилей скорости [27], а темные — оптическим способом измерения трения [28]. Видно, что расчетное распределение давления согласуется с экспериментальным для всех случаев взаимодействия. Следует отметить также удовлетворительное соответствие распределений коэффициента трения при  $\alpha = 6^\circ$  и  $\alpha = 10^\circ$ .

Сравнение профилей средней скорости, плотности и температуры для различных интенсивностей ударных волн [31] показало, что экспериментальные и расчетные данные достаточно хорошо согласуются в случае слабого и среднего взаимодействия. Наибольшее различие данных, особенно в пристенной области, наблюдается в случае наиболее интенсивного взаимодействия. При  $\alpha = 14^\circ$  в расчете занижаются значения коэффициента поверхностного трения и толщины пограничного слоя, что приводит к существенным различиям в профилях средних газодинамических параметров, а также существенно завышаются значения тепловых потоков в точке присоединения.

Возможной причиной расхождения данных может быть неспособность используемой модели турбулентности достоверно предсказывать порождение турбулентных пульсаций при взаимодействии пограничного слоя с сильными ударными волнами. Свойства моделей турбулентности в различных отрывных течениях исследовались во многих работах (см., например, [22, 29, 30, 33]), где предлагались различные модификации существующих моделей с целью улучшения предсказания различных параметров течения. Заметим, что в настоящей работе параметрические исследования моделей турбулентности не проводились. Другой возможной причиной расхождения данных является то, что в расчетах не учитываются факторы, характерные для реального физического процесса, в частности нестаци-

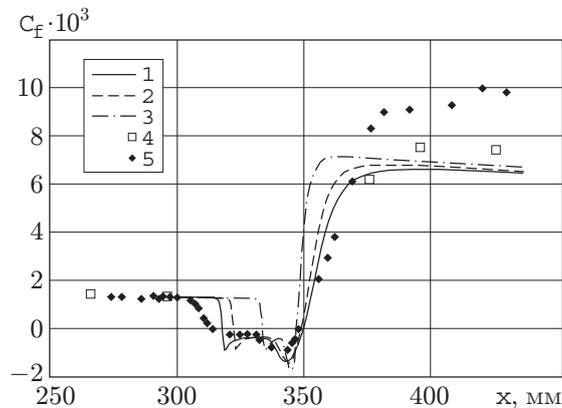


Рис. 5. Распределение коэффициента поверхностного трения для различных значений внешней турбулентности ( $\alpha = 14^\circ$ ):

кривые — расчет (1 —  $k_e = 10^{-3}$ ; 2 —  $k_e = 2 \cdot 10^{-3}$ ; 3 —  $k_e = 4 \cdot 10^{-3}$ ); точки — эксперимент (4, 5 — данные, полученные по разным методикам)

онарность отрывного скачка, внешняя турбулентность и наличие акустических волн, порождаемых пограничным слоем генератора скачка в зоне ламинарно-турбулентного перехода. Для случая  $\alpha = 14^\circ$  проводилась серия параметрических расчетов с целью исследования влияния внешней турбулентности, характеризующейся величиной  $k_e = \sum_i \langle u'_i u'_i \rangle / U_\infty^2$ ,

и нестационарности отрывного скачка на параметры течения. На рис. 5 приведено распределение коэффициента поверхностного трения для различных зависимостей  $k_e$ . Расчеты показывают, что данный параметр оказывает существенное влияние на длину зоны отрыва и распределение параметров в зоне взаимодействия. Как следует из рис. 5, размер отрывной зоны с ростом  $k_e$  уменьшается. Пик в распределении числа Стэнтона при увеличении  $k_e$  растет, что можно объяснить увеличением теплообмена за счет более интенсивного турбулентного перемешивания. Профили скорости в поперечных сечениях с увеличением  $k_e$  становятся более наполненными. В то же время изменение внешней турбулентности не оказывает существенного влияния на коэффициент трения и величину тепловых потоков за точкой присоединения.

Для исследования влияния нестационарности на параметры течения выполнены расчеты, в которых путем задания условий во входном сечении расчетной области моделировалось нестационарное положение отрывного скачка. Для этого на границе входных сечений 2, 3 (см. рис. 1, б) задавалось положение скачка, зависящее от времени по гармоническому закону:

$$y = y_0 + A \sin(\pi f t + \pi/2),$$

где  $y_0$ ,  $y$  — начальное и текущее положения скачка;  $A$ ,  $f$  — амплитуда и частота нестационарности;  $t$  — текущее время.

Рассмотрим случай наиболее интенсивного взаимодействия ( $\alpha = 14^\circ$ ). Расчет проводился при различных частотах  $f$  и амплитудах  $A$  колебаний скачка. На рис. 6 приведены распределения осредненного по периоду числа Стэнтона при фиксированной частоте  $f = 1000$  Гц и различных амплитудах  $A$ , обезразмеренных толщиной пограничного слоя  $\delta$  перед областью взаимодействия. Видно, что максимум распределения теплообмена с увеличением амплитуды снижается. Влияние частоты колебаний скачка  $f$  при фиксированном значении  $A = 1,1$  незначительно (рис. 7).

Таким образом, проведено численное моделирование взаимодействия косоударной

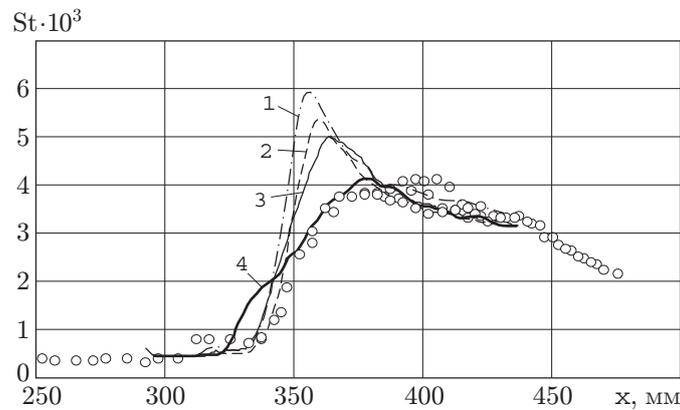


Рис. 6. Влияние амплитуды колебаний на распределение числа Стэнтона при частоте колебаний  $f = 1000$  Гц: кривые — расчет (1 —  $A = 0$ ; 2 —  $A = 0,5$ ; 3 —  $A = 1,1$ ; 4 —  $A = 2,5$ ); точки — эксперимент

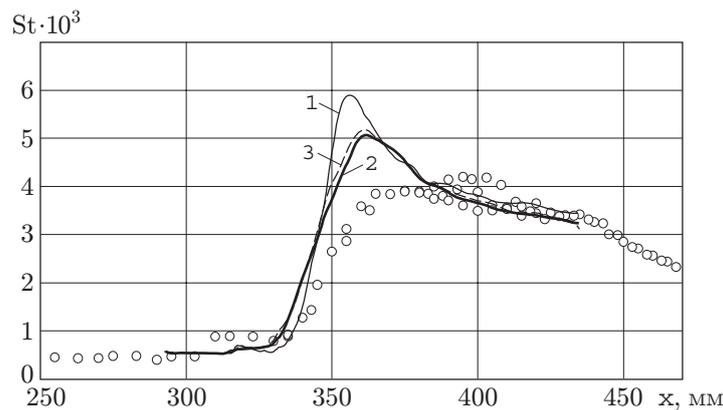


Рис. 7. Влияние частоты колебаний на распределение числа Стэнтона при амплитуде колебаний  $A = 1,1$ : кривые — расчет (1 —  $f = 0$ ; 2 —  $f = 1000$  Гц; 3 —  $f = 2000$  Гц); точки — эксперимент

волны с турбулентным пограничным слоем при  $M = 5$  для трех случаев взаимодействия различной интенсивности, включающих отрывное и безотрывное взаимодействие. Расчеты выполнены в рамках полных осредненных уравнений Навье — Стокса, дополненных моделью турбулентности Уилкокса. Случай течения без отрыва рассчитан также в рамках уравнений пограничного слоя.

Расчитанные в рамках упрощенной модели пограничного слоя величины хорошо согласуются с экспериментальными значениями интегральных характеристик пограничного слоя, однако коэффициент поверхностного трения за точкой присоединения в расчете значительно занижен.

Расчет в рамках полной модели хорошо предсказывает экспериментальную картину течения, размеры отрывных зон и распределение давления во всех трех исследованных случаях. При взаимодействии слабой и средней интенсивности расчет достоверно предсказывает поведение коэффициентов поверхностного трения и тепловых потоков, а также профилей средней скорости. В случае сильного взаимодействия отмечено расхождение расчетных и экспериментальных значений коэффициента поверхностного трения и тол-

щины пограничного слоя, что приводит к существенным различиям в профилях средних газодинамических параметров. Кроме того, в расчетах существенно завышены значения тепловых потоков в точке присоединения для среднего и сильного взаимодействия.

Исследованы возможные причины расхождения расчетных и экспериментальных данных. Изучено влияние внешней турбулентности и нестационарности отрывного скачка на параметры течения. При учете нестационарности уменьшается пик в распределении числа Стэнтона, что обуславливает удовлетворительное согласие расчета и эксперимента.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. **Гогиш Л. В., Степанов Г. Ю.** Турбулентные отрывные течения. М.: Наука, 1979.
2. **Чжен П.** Отрывные течения. М.: Мир, 1972. Т. 1; 1973. Т. 2, 3.
3. **Green J. E.** Interactions between shock waves and turbulent boundary layers // *Progr. Aerospace Sci.* 1970. V. 11. P. 235–340.
4. **Delery J.** Shock wave/turbulent boundary layer interaction and its control // *Progr. Aerospace Sci.* 1985. V. 22. P. 209–280.
5. **Краснов Н. Ф., Кошевой В. Н., Калугин В. Т.** Аэродинамика отрывных течений. М.: Высш. шк., 1988.
6. **Henderson L. F.** The reflection of a shock wave at a rigid wall in the presence of a boundary layer // *J. Fluid Mech.* 1967. V. 30, pt 4. P. 699–722.
7. **Nussdorfer Th. J.** Some observations of shock-induced turbulent separation on supersonic diffusers. N. Y., 1954. (NACA Res. Memorandum; N E51L26).
8. **Holden M. S.** Shock wave — boundary layer interaction in hypersonic flow. San Diego, California, 1972. (Paper / AIAA; N 72-74).
9. **Hankey W. L., Holden M. S.** Two-dimensional shock wave — boundary layer interactions in high speed flows. Paris, 1975. (Rep. / AGARD; N AG-203).
10. **Deleuze J.** Structure d'une couche limite turbulente soumise a une de choc incidente: Thes. ... Doct. phys. Univ. Aix-Marseille, 1995.
11. **Laurent H.** Turbulence d'une interaction onde de choc / couche limite sur une paroi adiabatique ou chauffee: Thes. ... Doct. phys. Univ. Aix-Marseille, 1996.
12. **Лой К.** Взаимодействие ударной волны со сверхзвуковым турбулентным пограничным слоем // *Ракет. техника и космонавтика.* 1976. Т. 14, № 6. С. 34–39.
13. **Lu F. K., Settles G. S.** Mach number effects on conical surface features of swept shock boundary-layer interactions. N. Y., 1987. (Paper / AIAA; N 1365).
14. **Реда Д. К., Мерфи Дж. Д.** Взаимодействие скачка уплотнения с турбулентным пограничным слоем в прямоугольных каналах // *Ракет. техника и космонавтика.* 1973. Т. 11, № 2. С. 15, 16.
15. **Delery J. M.** Experimental investigation of turbulence properties in transonic shock/boundary layer interactions // *AIAA J.* 1983. V. 21, N 2. P. 180–185.
16. **Rose W. C., Johnson D. A.** Turbulence in shock — wave boundary layer interaction // *AIAA J.* 1975. V. 13, N 7. P. 884–889.
17. **Боровой В. Я.** Течение газа и теплообмен в зонах взаимодействия ударных волн с пограничным слоем. М.: Машиностроение, 1983.
18. **Masanori H., Akira S.** Measurements of heat-transfer coefficients in the interaction regions between oblique shock waves and turbulent boundary layers with a multi-layered thin film heat transfer gauge // *J. Jap. Soc. Aeronaut. Space.* 1987. V. 35, N 397. P. 85–90.

19. **Кондратьев И. А.** Экспериментальное исследование теплопередачи на плоской пластине при взаимодействии косоугольного скачка уплотнения с ламинарным пограничным слоем // Учен. зап. ЦАГИ. 1971. Т. 2, № 2. С. 18–23.
20. **Нейланд В. Я., Носарев О. И., Хлебников В. С., Цыганов П. Г.** Исследование взаимодействия колеблющегося по потоку скачка уплотнения с ламинарным пограничным слоем // Тр. ЦАГИ. 1989. Вып. 2456. С. 3–15.
21. **Куимов С. В., Хлебников В. С.** Исследование взаимодействия нестационарного скачка уплотнения с пограничным слоем на пластине на переходном режиме // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 1992. № 6. С. 174–180.
22. **Wilcox D. C.** Numerical study of separated turbulent flows. N. Y., 1974. (Paper / AIAA; N 584).
23. **Гильманов А. Н.** Методы адаптивных сеток в задачах газовой динамики. М.: Физматлит, 2000.
24. **Chacravarty S. R., Osher S.** Computing with high-resolution upwind schemes for hyperbolic equations // Lecture Appl. Math. 1985. V. 22, pt 1. P. 57–86.
25. **Толстых А. И.** Компактные разностные схемы и их приложения к проблемам аэрогидродинамики. М.: Наука, 1990.
26. **Knight D., Yan H., Panaras A., Zheltovodov A.** RTO WG 10: CFD validation for shock wave turbulent boundary layer interactions. N. Y., 2002. (Paper / AIAA; N 2002-0437).
27. **Schülein E., Krogmann P., Stanewsky E.** Documentation of two-dimensional impinging shock/turbulent boundary layer interaction flow. Gottingen, 1996. (Doc. / DLR; N IB 223-96, Rev. A 49).
28. **Schülein E., Koch S., Rosemann H.** Skin friction measurement and transition detection techniques for the Ludwig-tubes at DLR // Proc. of the AGARD FDP symp. on advanced aerodynamic measurement technology, Seattle, USA, Sept. 22–25, 1997. Neuilly-sur-Seine, France: AGARD, 1998. P. 23-1–23-9.
29. **Lindblad I. A. A., Wallin S., Johansson A. V., et al.** A prediction method for high speed turbulent separated flows with experimental verification. N. Y., 1998. (Paper / AIAA; N 98-2547).
30. **Wilcox D. C.** Reassessment of the scale determining equation for advanced turbulence models // AIAA J. 1988. V. 32, N 11. P. 1299–1310.
31. **Fedorova N. N., Fedorchenko I. A., Shuelein E.** Impinging shock wave/flat plate turbulent boundary layer interaction at  $M = 5$  (experiments and computations) // Proc. of the 10th Intern. conf. on the methods of aerophys. res., Novosibirsk — Tomsk, July 9–16, 2000. Novosibirsk: Publ. House SB RAS, 2000. Pt 1. P. 71–78.
32. **Бедарев И. А., Маслов А. А., Сидоренко А. А. и др.** Экспериментальное и численное исследование гиперзвукового отрывного течения в окрестности конуса с “юбкой” // ПМТФ. 2002. Т. 43, № 6. С. 100–112.
33. **Barakos G., Drikakis D.** Investigation of nonlinear eddy-viscosity turbulence models in shock/boundary layer interaction // AIAA J. 2000. V. 38, N 3. P. 461–469.

*Поступила в редакцию 28/III 2003 г.,  
в окончательном варианте — 8/V 2003 г.*