

## ВЕРИФИКАЦИЯ РАСЧЕТОВ СВЕРХЗВУКОВОГО ОБТЕКАНИЯ НЕСУЩИХ ЭЛЕМЕНТОВ ЛЕТАТЕЛЬНЫХ АППАРАТОВ В РАМКАХ МОДЕЛИ НЕВЯЗКОГО ГАЗА

В.Ф. Волков, А.А. Желтоводов, М.С. Логинов  
*Институт теоретической и прикладной механики СО РАН,  
Новосибирск, Россия*  
e-mail: loginov@itam.nsc.ru

Рассматриваются пространственные сверхзвуковые ( $M_\infty = 2-4$ ) течения в окрестности крыльев (треугольных и с переменной стреловидностью), а также несущих корпусов с острыми и скругленными, дозвуковыми и сверхзвуковыми передними кромками. На основе существующих экспериментальных данных анализируются характерные режимы и газодинамические особенности обтекания и демонстрируются возможности их численного моделирования на основе уравнений Эйлера. Обсуждаются пределы применимости такого подхода для предсказания газодинамической структуры и аэродинамических характеристик, а также анализируются вероятные причины расхождений между расчетными и экспериментальными данными.

### Введение

Разработка перспективных летательных аппаратов, наряду с физическим экспериментом, все в большей степени требует привлечения эффективных методов математического моделирования, что обуславливает необходимость дальнейшего их совершенствования [1]. Для решения прикладных задач важным является предсказание особенностей обтекания несущих конфигураций (крыльев и корпусов) в широком диапазоне изменения чисел Маха и углов атаки применительно к летательным аппаратам различного назначения. Исходя из многообразия и сложности рассматриваемых задач, в настоящее время развиваются и используются различные подходы, основанные на моделях идеального и вязкого газа.

Рассмотренные в обзоре [2] примеры расчетов обтекания треугольных крыльев на основе численного решения осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье — Стокса демонстрируют перспективность использования такого подхода для предсказания вихревой и волновой структуры течений. Отмечается, что необходимость обоснования привлекаемых полуэмпирических моделей турбулентности, а также требуемые вычислительные ресурсы для реализации таких расчетов пока ограничивают их широкое использование для решения прикладных задач. В связи с этим продолжается дальнейшее активное развитие методов, основанных на численном решении уравнений Эйлера, применительно к прикладным задачам аэродинамики [3, 4]. Получение надежных «чистых» решений для течений идеального газа с целью выделения обусловленных невязкой природой эффектов рассматривается как важная фундаментальная проблема [3].

Исследования возможности применения модели невязкого газа в условиях отрывного обтекания треугольных крыльев обсуждаются, например, в обзоре [5]. Показано, что отрыв на скругленной дозвуковой передней кромке может возникать вследствие схемной вязкости алгоритма, и к таким решениям следует относиться с осторожностью. Для моделирования отрыва предложены процедуры специального задания граничных условий в особых точках [6] либо на всей поверхности [7].

Большой интерес представляет анализ возможностей предсказания полей различных параметров течений в окрестности несущих конфигураций совместно с их аэродинамическими характеристиками. Предварительные расчеты крыльев различной формы в плане с острыми сверх- и дозвуковыми передними кромками с выделением головного скачка уплотнения в качестве внешней границы счетной области показали в целом удовлетворительное соответствие экспериментальным данным по аэродинамическим характеристикам, а также особенностям обтекания, за исключением некоторых областей в окрестности передних кромок [1, 8, 9]. Целями данной работы являются проверка возможности и диапазона применимости развитого алгоритма для прогнозирования обтекания несущих конфигураций и распределения давления на поверхности и, кроме того, уточнение причин обнаруженных ранее недостатков расчетов в окрестности передних кромок.

Известным подходом при анализе газодинамической структуры обтекания треугольных крыльев в соответствии с характерными режимами является использование переменных  $M_n = M_\infty \sqrt{1 - (\sin \chi \cos \alpha)^2}$  и  $\alpha_n = \arctg(\tg \alpha / \cos \chi)$  — числа Маха и угла атаки в плоскости нормальной к передней кромке. Применение этих переменных позволило уточнить и классифицировать режимы течения на подветренной стороне тонких и

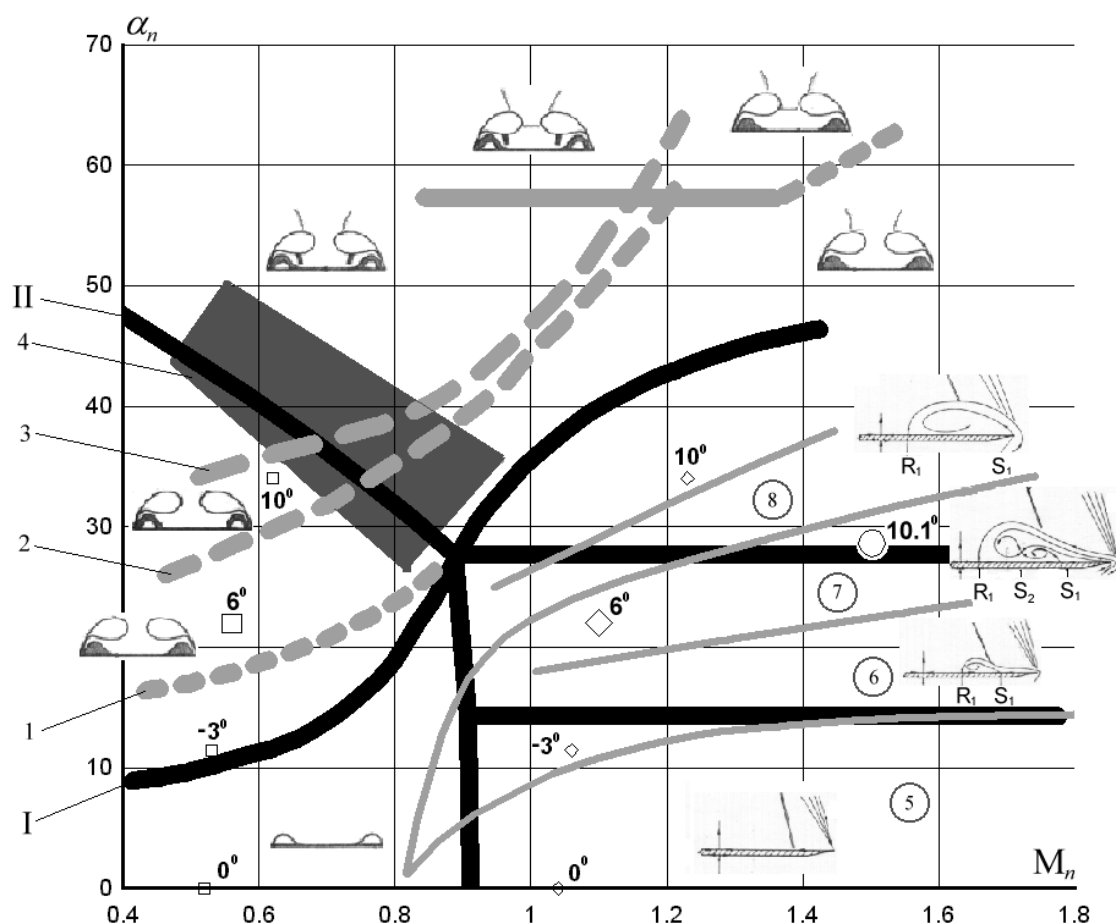


Рис. 1. Режимы обтекания треугольных крыльев.

толстых треугольных крыльев с острыми и скругленными кромками. Более полный обзор экспериментальных работ можно найти в [2, 10, 11]. В данной работе для анализа структуры течений используется карта характерных режимов для тонких крыльев с острыми кромками в соответствии с [10] (рис. 1), границы которых обозначены утолщенными линиями. Характерными являются: I, II — границы Вуда — Миллера для дозвуковых кромок ( $M_n < 1$ ), разделяющие режимы с отрывом с передних кромок без скачков, «классический отрыв», отрыв со скачками уплотнения; 1 — граница появления вторичного отрыва; 2 — появление третичного отрыва; 3 — образование скачков под основными вихрями; 4 — область перехода к режиму с формированием скачков над основными вихрями. Для сверхзвуковых кромок ( $M_n > 1$ ) вместе с границами, полученными Вудом и Миллером, (толстые линии) показаны уточненные области и границы режимов (тонкие линии) в соответствии с [2]: 5 — полностью безотрывное обтекание с внутренними скачками; 6 — с локальным отрывом пограничного слоя, вызванного внутренним скачком; 7 — с локализованным (аналогично режиму 6) отрывом, но с более сложной структурой; 8 — появление отрывного «пузыря», распространяющегося до передней кромки. Следует отметить, что для скругленных передних кромок характерные режимы течений смещаются в сторону меньших значений  $\alpha_n$  [2, 11]. Ситуации, анализируемые в данной работе, обозначены значками с указанными углами атаки  $\alpha$ . Для некоторых из них приведены более подробные схемы течения в соответствии с [2]. Далее аналогичные обозначения сохраняются для распределений коэффициента давления на поверхности.

## Алгоритм расчета

Используемая численная схема, основанная на аппроксимации уравнений Эйлера в интегральной форме с помощью методов конечных объемов, описана в [12, 13]. Стационарное решение находится методом установления в каждом сечении по маршевому направлению  $x$ . Параметры потока в первом маршевом сечении рассчитываются из условия коничности течения в окрестности носка тела. На регулярной и слабо нерегулярной сетке схема имеет второй порядок аппроксимации по пространственным переменным. Расчетная область ограничена поверхностью тела, вертикальной плоскостью его симметрии и внешней границей. Граничными условиями являются непротекание на поверхности тела и симметрия течения относительно вертикальной

плоскости. Условие непротекания задается с помощью однозначного указания нормали на всей поверхности, включая линии ее излома и острые кромки, согласно [14]. Такое задание нормали на линиях излома эквивалентно рассмотрению малого (меньше размера ячейки расчетной сетки) радиуса скругления.

Реализованный численный алгоритм допускает счет как с выделением головного скачка уплотнения в процессе решения задачи, так и сквозным методом. В первом случае головной скачок является внешней границей счетной области и определяется в процессе решения, расчет ведется на подвижной сетке, на внешней границе задаются условия Ренкина — Гюгонно (схема 1). Во втором — расчеты проводятся на фиксированной сетке, которая заведомо больше предполагаемой возмущенной области течения, на внешней границе задаются параметры набегающего потока, а их изменение при переходе через головной скачок определяется в процессе сквозного счета (схема 2).

## Результаты расчетов

**Несущий корпус типа ELAC 1.** Для верификации расчетов использованы результаты систематических экспериментальных исследований сверхзвукового обтекания несущего корпуса конфигурации ELAC 1 [11]. Модель треугольной формы в плане с углом стреловидности передней кромки  $\chi = 75^\circ$  (рис. 2) до сечения  $\bar{x} = x/b_0 = 0.63$  представляет собой коническое тело с притупленным носком. Радиус притупления мал и в расчетах принимался равным нулю. Поперечное сечение составлено из двух полуэллипсов с соотношениями полуосей для верхней поверхности 1:4, а для нижней — 1:6, притупленная передняя кромка образуется сопряжением этих полуэллипсов.

Для подробного анализа рассчитанных полей течения выбран угол атаки  $\alpha = 6^\circ$  при числах Маха  $M_\infty = 4.04$  ( $M_n = 1.1$ ) и  $M_\infty = 2.02$  ( $M_n = 0.56$ ) (см. рис. 1). Распределения коэффициента давления на поверхности показаны на рис. 3 и 4. Экспериментальные данные приведены в двух сечениях  $\bar{x} = 0.45; 0.6$ , вертикальным отрезком обозначена погрешность измерения, стрелками указаны положения линии растекания ( $R_1$ ), а также основных и вторичных линий стекания ( $S_1, S_2$ ) по результатам визуализации предельных линий тока [11]. Расчет проводился на различных размерностях сетки с использованием схемы 1 и схемы 2. В случае сверхзвуковых передних кромок (рис. 3) отмечается в целом хорошее совпадение результатов настоящего расчета с экспериментом и расчетами на основе параболизированных уравнений Навье — Стокса для ламинарного обтекания [15]. Исключение составляет область передней кромки, где в расчете по схеме 1 наблюдается существенное завышение давления. Эта особенность схемы 1 подробно исследуется ниже на примере крыла со сверхзвуковыми передними кромками и ромбовидным профилем. В случае дозвуковых передних кромок (рис. 4) расчеты по схемам 1 и 2 не показали принципиальных отличий в поведении распределений давления. В этих условиях при  $z > 0.5$  на подветренной стороне проявляются заметные различия в экспериментальных данных, полученных в разных трубах [11, 16], и выполненные расчеты находятся в пределах дорожки их разброса. Расчеты на различных сетках в обоих случаях (см. рис. 3 и 4) демонстрируют достигнутую сходимость.

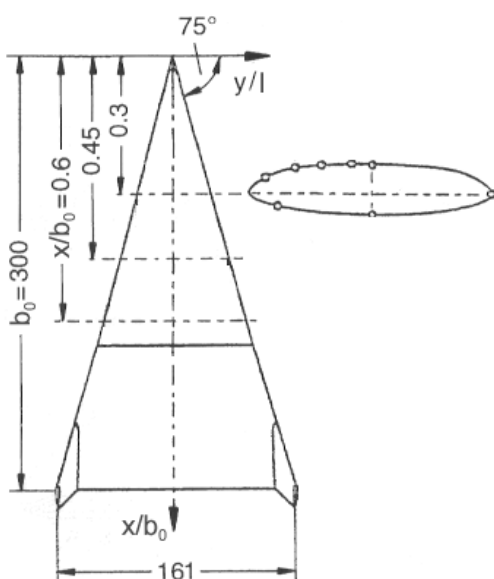


Рис. 2. Конфигурация ELAC 1.

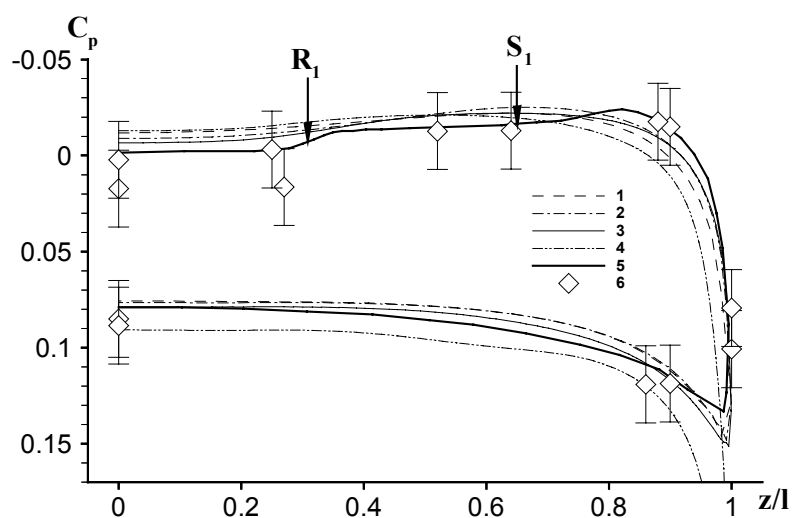


Рис. 3. Распределение коэффициентов давления на поверхности при  $M_\infty = 4.04$ ,  $\alpha = 6^\circ$ : 1–3 — расчет по схеме 2 на сетках  $50 \times 40$ ;  $100 \times 80$ ;  $200 \times 160$  соответственно; 4 — расчет по схеме 1 на сетке  $200 \times 160$ ; 5 — расчет на основе параболизированных уравнений Навье — Стокса [15]; 6 — эксперимент [16].

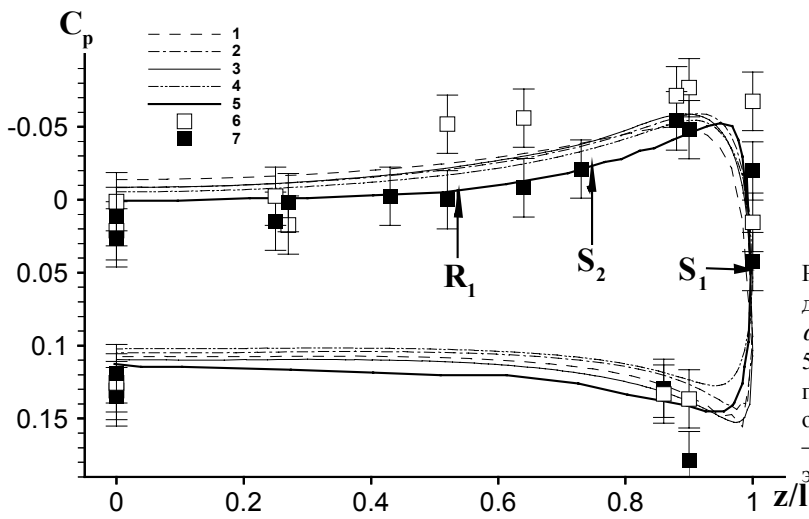


Рис. 4. Распределение коэффициентов давления на поверхности при  $M_\infty = 2.02$ ,  $\alpha = 6^\circ$ : 1-3 — расчет по схеме 1 на сетках  $50 \times 40$ ,  $100 \times 80$ ,  $200 \times 160$  соответственно; 4 — по схеме 2 на сетке  $200 \times 160$ ; 5 — расчет на основе параболизированных уравнений Навье — Стокса [15]; 6 — эксперимент [11]; 7 — эксперимент [16].

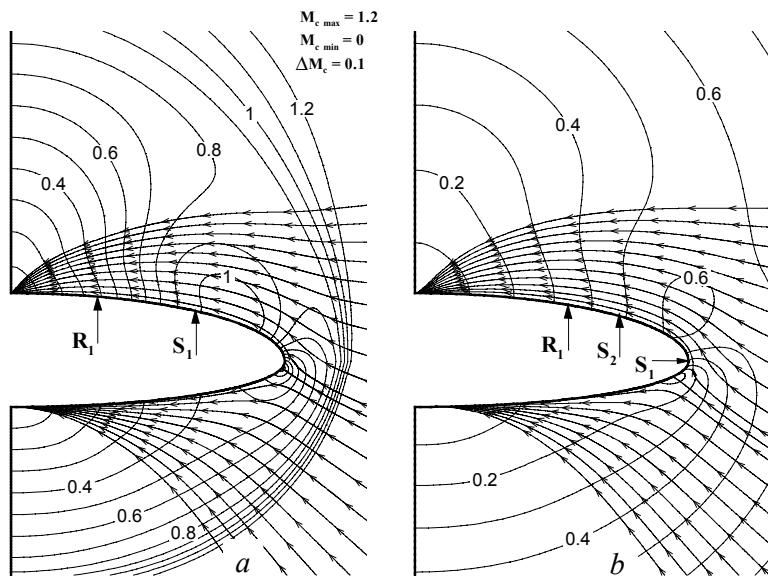


Рис. 5. Изолинии конического числа Маха ( $M_c$ ) и линии тока поперечного течения а)  $M_\infty = 4.04$ ,  $\alpha = 6^\circ$ ; б)  $M_\infty = 2.02$ ,  $\alpha = 6^\circ$ .

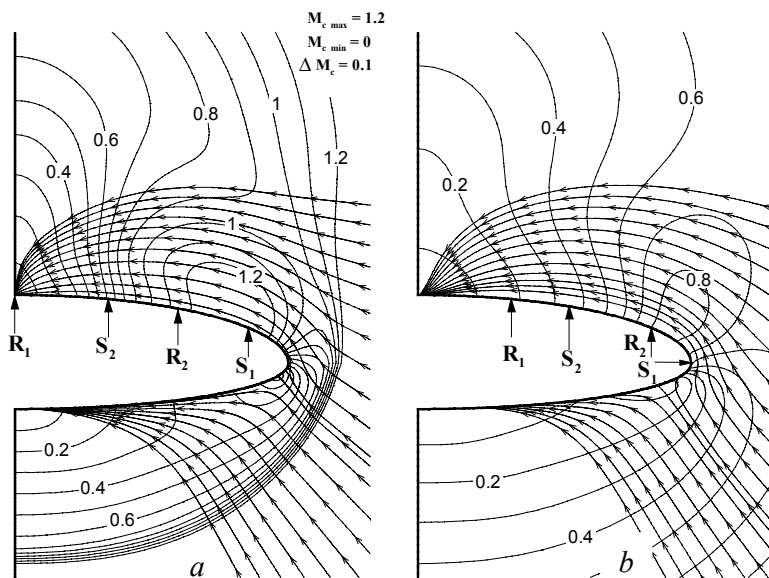


Рис. 6. Изолинии конического числа Маха ( $M_c$ ) и линии тока поперечного течения а)  $M_\infty = 4.04$ ,  $\alpha = 10^\circ$ ; б)  $M_\infty = 2.02$ ,  $\alpha = 10^\circ$ .

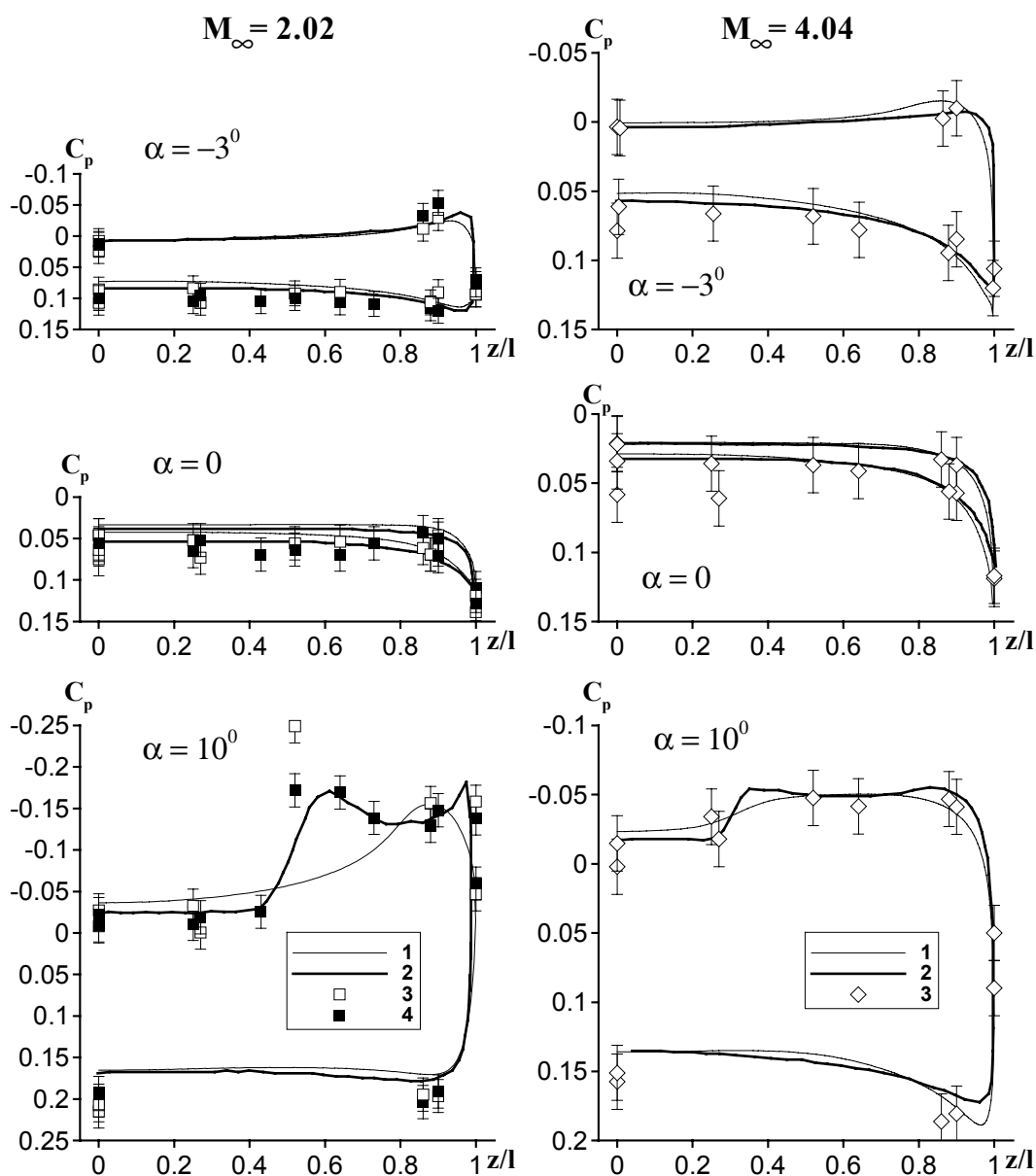


Рис. 7. Распределение коэффициентов давления на поверхности при различных значениях  $M_\infty$  и  $\alpha$  (обозначения аналогичны рис. 3).

Полученные расчетным путем газодинамические особенности воспроизводят свойства невязкого обтекания. Для рассмотренной конфигурации со скругленными сверхзвуковыми кромками (рис. 5, а,  $\alpha = 6^\circ$ ,  $M_n = 1.1$ ) зафиксированная в эксперименте схема течения соответствовала характерной для режима 6, а не 7 (см. рис. 1). Как отмечалось выше, такое смещение границ режимов взаимодействия обусловлено притушением передних кромок. Полученная в расчетах конически-сверхзвуковая зона над подветренной поверхностью свидетельствует о существовании скачка примерно в окрестности линии  $S_1$ , однако в условиях обтекания невязким газом он не вызывает локального отрыва. В реальном течении такой локальный отрыв практически не влияет на распределение давления [17], что объясняет близкое соответствие расчетных данных эксперименту (см. рис. 3). В случае дозвуковых кромок (рис. 5, б) характерной является схема с отрывом от передних кромок (рис. 1,  $\alpha = 6^\circ$ ,  $M_n = 0.56$ ). В расчете, однако, снова реализуется поперечное безотрывное дозвуковое течение. Очевидно, что использованная численная схема обладает достаточно малой схемной вязкостью, как и некоторые другие, рассмотренные в [5]. В анализируемом случае в поперечном дозвуковом течении на подветренной стороне формируется отрывная зона ограниченной протяженности в условиях отсутствия скачков, что не приводит к существенному изменению давления на поверхности и объясняет удовлетворительное соответствие экспериментальных и расчетных данных (см. рис. 4).

На угле атаки  $\alpha = 10^\circ$  при сверхзвуковых ( $M_n = 1.23$ ) и дозвуковых ( $M_n = 0.62$ ) передних кромках полученная в расчете (рис. 6 *a, b* соответственно) картина обтекания остается качественно аналогичной обсуждаемому выше случаю. Реальные течения, наблюдавшиеся в эксперименте, характеризуются более протяженными отрывными зонами с проявляющимися линиями вторичного отрыва ( $S_2$ ) и присоединения ( $R_2$ ).

Распределение давления на поверхности для рассматриваемой конфигурации в широком диапазоне углов атаки в условиях дозвуковых (слева) и сверхзвуковых (справа) передних кромок показано на рис. 7. На карте режимов (см. рис. 1) эти случаи обозначены более мелкими значками. Для дозвуковых передних кромок только при достаточно развитом отрыве потока ( $\alpha = 10^\circ$ ), который начинает сильно влиять на давление на подветренной стороне, проявляется заметное расхождение расчетов в рамках модели идеального газа с экспериментом, а также с расчетами на основе уравнений Навье — Стокса. При меньших углах атаки расчеты на основе уравнений Эйлера находятся в пределах точности эксперимента и пригодны для практических оценок. В случае сверхзвуковых кромок протяженная отрывная зона даже при значительном угле атаки  $\alpha = 10^\circ$  мало влияет на распределение давления, что позволяет применять уравнения Эйлера для его предсказания в рассмотренном диапазоне изменения параметров.

**Треугольное крыло с ромбовидным профилем.** Анализ возможностей расчета обтекания крыла с острыми сверхзвуковыми передними кромками выполнен на примере треугольного крыла, экспериментально исследованного в [17]. Крыло имеет симметричный ромбовидный профиль, угол стреловидности передних кромок  $\chi = 70^\circ 40'$ , максимальная относительная толщина профиля  $\bar{C}_{\max} = 3.3\%$  (рис. 8). Здесь же приведены сечения, в которых рассматриваются результаты. Расчеты проводились при  $M_\infty = 4.05$  и  $\alpha = 10.1^\circ$ , и согласно карте режимов этим условиям для плоского тонкого крыла соответствует схема обтекания 7 (см. рис. 1,  $M_n = 1.5$ ). В эксперименте [17] такая отрывная зона зафиксирована на некотором удалении от вершины крыла. На рис. 9 показаны поля конического числа Маха  $M_c$  вместе с линиями тока поперечного течения. Пунктирной линией на этих рисунках отмечено положение внутреннего скачка, который построен на основе анализа полей  $C_p$  и положения конически-звуковой линии. Этот скачок примерно соответствует началу повышения давления на подветренной поверхности (см. рис. 10, *a*,  $z < 0.4$ ). В сечении 2 этот скачок расположен между линиями отрыва  $S_1$  и присоединения  $R_1$  (рис. 9). Рассчитанные распределения давления в этой области близки к экспериментальным, хотя в зоне присоединения пограничного слоя на линии  $R_1$  вблизи плоскости симметрии очевидно более низкое давление в расчете по сравнению с экспериментом (рис. 10, *a*, сечение 2). Такое слабое влияние локализованного отрыва на распределение давления на крыле было отмечено в [17]. В расчетах, как и в эксперименте, головная ударная волна отсоединена от передних кромок вследствие того, что угол между верхней и нижней плоскостями больше предельного. За отошедшей от передних кромок головной ударной волной существует локальная конически-дозвуковая зона (рис. 9).

Повышенное давление в окрестности передней кромки в расчетах на наветренной и подветренной стороне (рис. 10) можно объяснить различными факторами. Во-первых, в окрестности кромки при переходе потока с наветренной стороны на подветренную реализуется область значительных градиентов параметров, которая при

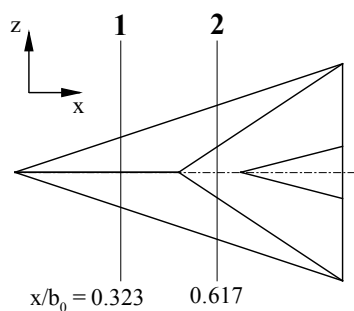


Рис. 8. Крыло с ромбовидным профилем.

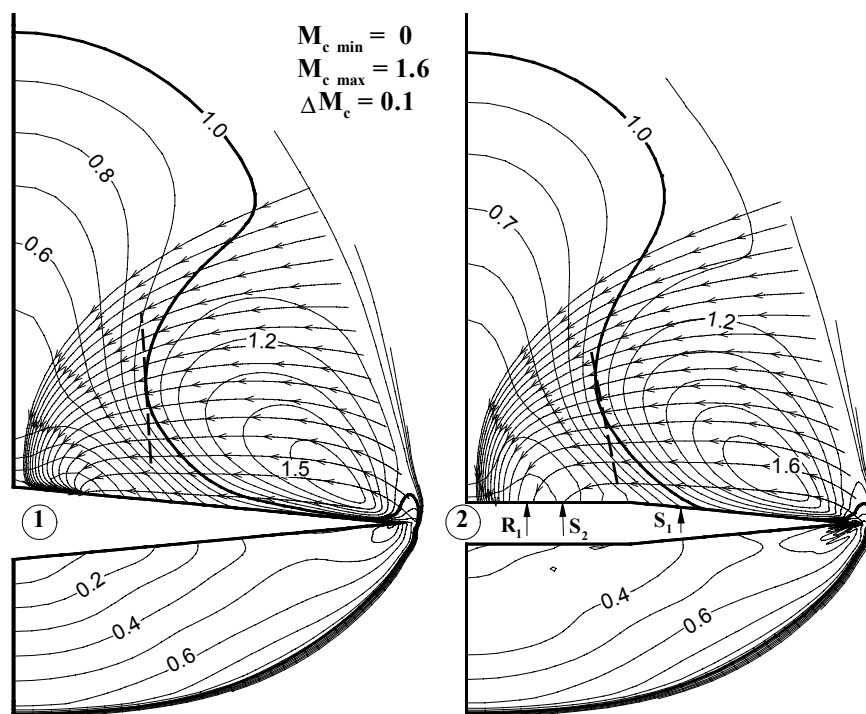


Рис. 9. Поля конических чисел Маха  $M_c$  и линии тока поперечного течения.

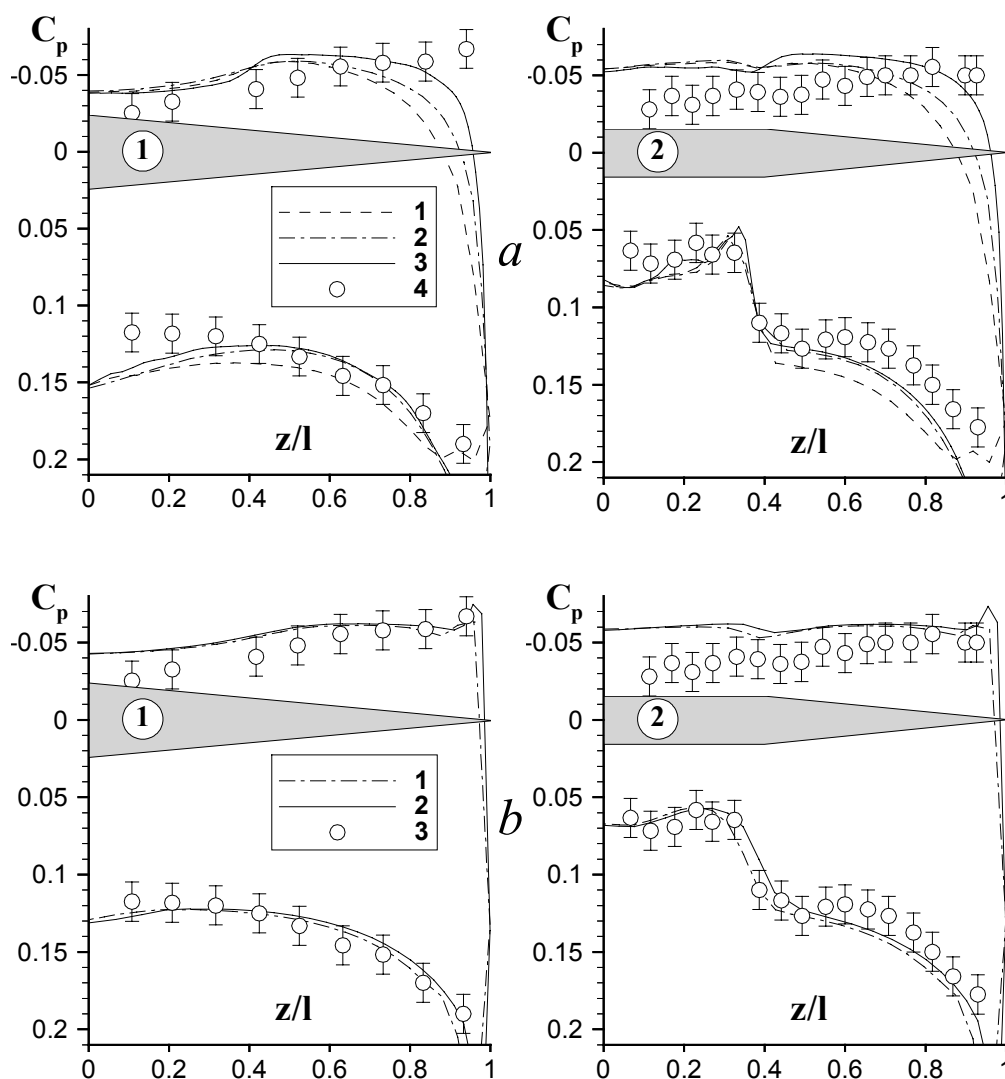


Рис. 10. Распределение коэффициента давления на поверхности в сечениях  $x = \text{const}$ : а) расчет по схеме 1: 1 — сетка  $50 \times 40$  без сгущения; 2 —  $50 \times 40$  со сгущением; 3 —  $120 \times 40$  со сгущением; 4 — эксперимент [17]; б) расчет по схеме 2: 1 — сетка  $50 \times 40$ ; 3 —  $120 \times 40$ ; 4 — эксперимент [17].

сквозном расчете более размазана. Это приводит к завышению давления на поверхности крыла в окрестности кромки на подветренной стороне. Оценить это влияние можно за счет увеличения числа расчетных точек в окрестности кромки. Во-вторых, при расчете данного режима по схеме 1 внешняя граница приближается очень близко к передней кромке и претерпевает излом. Это приводит к деформации конечно-разностной сетки и сильному повышению степени ее нерегулярности в окрестности кромки, что вызывает потерю точности [12].

Для выявления влияния увеличения числа узлов в областях больших градиентов были проведены расчеты на сетке со сгущением узлов к кромке (рис. 10, а). При разбиении сетки на поверхности тела расстояние между соседними узлами в направлении оси  $z$  уменьшалось по закону геометрической прогрессии. Отношения минимального шага (у кромки) к максимальному (у плоскости симметрии) составлял  $h_{\min}/h_{\max} = 0.3$ . Очевидно, что сгущением сетки у кромки можно добиться лучшего предсказания давления в области кромок. Так, протяженность области завышения давления у кромок в первом случае составляет  $\Delta z \approx 0.3$ , во втором случае она уменьшается до  $\Delta z \approx 0.2$ , а в последнем (когда из всех трех расчетов у кромки было наибольшее число узлов)  $\Delta z < 0.1$ .

Для исследования второй возможную причины использовалась схема 2. Расчетная сетка в этом случае остается слаборегулярной во всей области, в том числе и у кромок. Это и обеспечивает более высокий порядок аппроксимации. Кривые  $C_p(z)$  полученные по этой схеме на двух сетках представлены на рис. 10, б. В отличие от схемы 1 в распределении  $C_p(z)$  наблюдается достаточно хорошее соответствие результатов данным эксперимента как на наветренной, так и на подветренной стороне крыла во всех сечениях. Из этого следует, что на точность решения в области передних кромок более сильное влияние оказывает степень нерегулярности

сетки.

**Крыло типа СПС-144.** Полученные в [18] экспериментальные данные по распределению давления и суммарным аэродинамическим характеристикам для крыла СПС Ту-144 при числе  $M_\infty = 2.27$  в диапазоне углов атаки  $1.3 \leq \alpha \leq 8.3^\circ$  послужили основой для проверки численных расчетов с использованием описанного подхода. Данное крыло имеет плоскую срединную поверхность с симметричным параболическим профилем. Оно состоит из наплыва (угол стреловидности  $\chi_1 = 76^\circ$ ) и базового крыла ( $\chi_2 = 57^\circ$ ) с острой передней кромкой (рис. 11). Максимальная относительная толщина профиля в корневой хорде составляла  $\bar{C}_{\max} = 3\%$ . Закон распределения максимальной относительной толщины профилей по размаху крыла  $\bar{C}_{\max}(\bar{x})$  и ее положения по хорде  $\bar{X}_{C_{\max}}(\bar{z})$  находится в соответствии с моделью работы [18]. На рис. 11, *a* показаны продольные сечения 1–4 с координатами  $\bar{z} = z/l = 0.125; 0.31; 0.5; 0.7$  соответственно, в которых производилось сравнение с экспериментальными данными, а также увеличенные профили крыла. Форма тела, расчетная область в сечениях  $x = \text{const}$ , а также форма поперечных сечений крыла показаны на рис. 11, *b*.

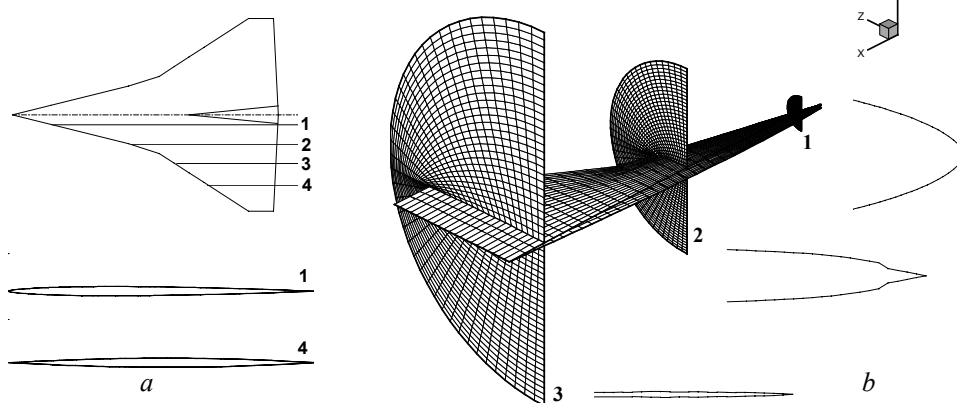
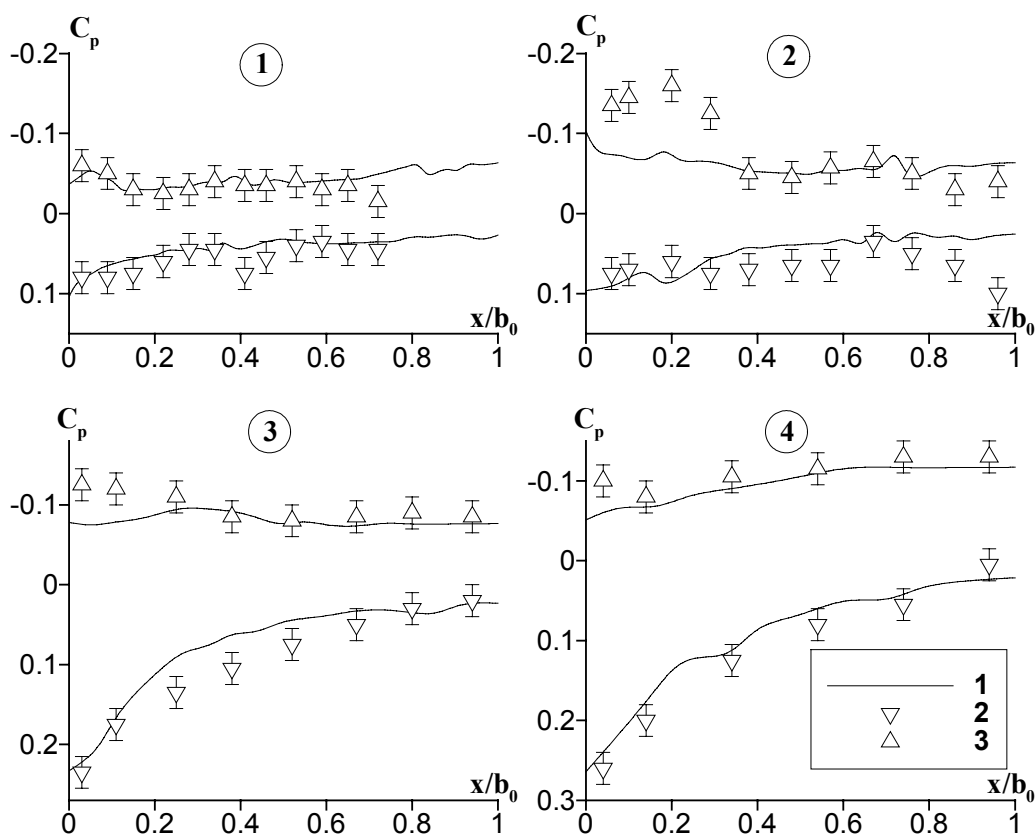


Рис. 11. Крыло ТУ-144: а) вид в плане, продольные сечения и профили; б) вид сетки и форма поперечных сечений.

Рис. 12. Распределение коэффициентов давления на поверхности при  $\alpha = 4.7^\circ:1$  — расчет по схеме 2 на сетке  $100 \times 80$ ; 2 — эксперимент [18], наветренная поверхность; 3 — подветренная поверхность.





На рис. 12 представлены результаты расчетов и экспериментов [18] по распределению коэффициента давления на наветренной и подветренной поверхностях крыла при  $M_\infty = 2.27$  и  $\alpha = 4.7^\circ$ . В рассматриваемых условиях базовое крыло находилось в возмущенной области, создаваемой наплывом, и его передние кромки по отношению к потоку были сверхзвуковыми. Необходимо подчеркнуть, что геометрия наплыва этого крыла и условия набегающего потока подобны обсуждавшемуся выше несущему корпусу конфигурации ELAC 1. С учетом нанесенной экспериментальной погрешности, очевидно удовлетворительное соответствие расчета эксперименту на большей части крыла. Заметное расхождение между расчетными и экспериментальными данными наблюдается лишь в сечении 2 на подветренной стороне. Можно предполагать, что фиксируемый в эксперименте минимум давления при  $x = 0.2$  обусловлен отрывом потока и формированием локального вихря в окрестности передней кромки, который в расчете в рамках уравнений Эйлера не воспроизводится. Признаки такого вихря зафиксированы в эксперименте на картинах предельных линий тока авторами работы [18]. Зависимость  $C_p(\alpha)$  в диапазоне углов атаки  $1.3 \leq \alpha \leq 8.3^\circ$ , полученная в расчете, находится в хорошем соответствии с данными [18], полученными на основе дренажных измерений распределения давления.

Проведенные расчеты в рамках модели идеального газа и сопоставления их с экспериментальными данными показали, что рассматриваемый подход может быть использован для прогнозирования распределений давления на поверхности треугольных крыльев и крыльев сложной формы в плане, а также других несущих конфигураций. Для случаев безотрывного обтекания и в ситуациях с локальным отрывом в целом распределения давления и аэродинамические характеристики предсказываются достаточно хорошо. При этом соответствующая невязкому течению газодинамическая структура воспроизводится без признаков отрывных зон. Удовлетворительное предсказание давления ограничено условиями формирования в реальных течениях крупномасштабного отрыва с передних кромок. Проведен сравнительный анализ расчетов с выделением головного скачка уплотнения и методом сквозного счета, и выявлены факторы, влияющие на точность определения давления на поверхности в окрестности передних кромок.

## Список литературы

- [1] Желтоводов А.А., Бедарев И.А., Борисов А.В., Волков В.Ф., Мажуль И.И., Максимов А.И., Федорова Н.Н., Шпак С.И. Развитие и верификация методов расчета применительно к задачам сверхзвуковой аэродинамики. Новосибирск, 1997. 52 с. (Препр. / ИТПМ СО РАН; № 7-97).
- [2] Narayan Y.K., Seshadri S.N. Types of flow on the lee side of delta wings // Prog. Aerospace Sci. 1997.

- Vol. 33. P. 167–257.
- [3] **Computational** aerodynamics based on the Euler equations / Ed. Sloof J.W., Schmidt Dr.W. AGARD-AG-325, France, 1994.
  - [4] **Забродин А.В., Луцкий А.Е., Петрушенков И.Л., Черкашин В.А., Бродецкий М.Д., Васнев Л.Г., Дерунов Е.К., Попков А.Н.** Специфика и перспективы использования многопроцессорных супер-ЭВМ в расчетно-экспериментальном изучении сложных газодинамических течений // Теплофизика и аэромеханика 1995. Т. 2, № 3. С. 197 – 208.
  - [5] **Newsom R.W., Kandil O.A.** Vortical flow aerodynamics — physical aspects and numerical simulation. AIAA Pap. 1987. No. 87-0205. 39 p.
  - [6] **Косых А.П., Минайлос А.Н.** Расчет сверхзвукового течения у несущих тел и крыльев методом сквозного счета // Труды ЦАГИ. 1977. Вып. 1809. С. 3 – 34.
  - [7] **Шашкин А.П.** Учет явления отрыва при обтекании крыльев вязким газом. Новосибирск, 1984. 22 с. (Препр. / ИТПМ СО АН СССР; № 8-84).
  - [8] **Volkov V.F.** Development of numerical methods on the basis of Euler equations as applied to supersonic aerodynamics problems // Intern. Conf. on the Methods of Aerophys. Research: Proc. Pt 1. Novosibirsk, 1998. P. 228–233.
  - [9] **Volkov V.F., Zheltovodov A.A., Loginov M.S.** Computational study of 3D problems of supersonic aerodynamics on the basis of Euler equations // Proc. The Third Russian-Korean Intern. Symp. on Science and Technology. Novosibirsk, 1999. Vol. 1. P. 25–28.
  - [10] **Brodetsky M.D., Kharitonov A.M., Krause E., Pavlov A.A., Nikiforov S.B., Shevchenko A.M.** Supersonic leeside flow topology on delta wings revisited // Experiments in Fluids. 2000. Vol. 29. P. 592–604.
  - [11] **Krause E., Limberg W., Kharitonov A.M., Brodetsky M.D., Henze A.** An experimental investigation of the ELAC 1 configuration at supersonic speeds // Experiments in Fluids. 1999. Vol. 26. P. 423–436.
  - [12] **Шашкин А.П., Волков В.Ф.** Об одной схеме численного расчета невязких газодинамических течений // Задачи обтекания тел пространственных конфигураций. Новосибирск, 1978. С. 17–56. (Сб. науч. тр. / ИТПМ СО АН СССР).
  - [13] **Волков В.Ф., Шабалин И.И.** Маршевая схема расчета двумерных сверхзвуковых течений невязкого газа // Математическое моделирование. 1998. Т.10. № 2. С. 3–14.
  - [14] **Волков В.Ф., Мажуль И.И., Щербик Д.В.** Расчет сверхзвукового обтекания потоком невязкого газа пространственных конфигураций с острыми передними кромками // Теплофизика и аэромеханика. 1995. Т. 2. № 3. С. 245–252.
  - [15] **Hänel D., Henze A., Krause E.** Supersonic and hypersonic flow computations // Z. Flugwiss. Weltraumforsch. 1993. Bd. 17. S. 90–98.
  - [16] **Stromberg A., Limberg W.** Measurements of pressure, forces and moments at subsonic and supersonic speeds on ELAC 1 // Z. Flugwiss. Weltraumforsch. 1996. Bd. 20. S. 105–116.
  - [17] **Васнев Л.Г., Харитонов, А.М.** Интерференция треугольного крыла и цилиндрического корпуса при сверхзвуковой скорости. Новосибирск, 1984. 53с. (Препр. / ИТПМ СО АН СССР; № 28–84).
  - [18] **Бродецкий М.Д., Кошечев А.Б., Черемухин Г.А.** Экспериментальное исследование распределенных аэродинамических характеристик неплоских крыльев при сверхзвуковых скоростях // Исследования по аэродинамике неплоских крыльев. Новосибирск, 1977. С. 114–159. (Сб. науч. тр. / ИТПМ СО АН СССР).