

УДК 533.6.011.5

Развитие срывного вихря при сверхзвуковом обтекании внешнего двугранного угла*

А.И. Максимов, И.Н. Кавун

*Институт теоретической и прикладной механики
им. С.А. Христиановича СО РАН, Новосибирск*

E-mail: maksimov@itam.nsc.ru

Работа посвящена изучению вихревой системы, формирующейся при продольном обтекании внешнего двугранного угла за счет перепада давления между его гранями. Приведено подробное сравнение экспериментальных и расчетных данных по визуализации течения и распределению давления на поверхности модели, полученных при числе Маха $M_\infty = 2,27$ в диапазоне углов атаки $\alpha = 0-20^\circ$.

Ключевые слова: угловая конфигурация, эксперимент, расчет, визуализация течения, присоединённый вихрь, ядро вихря, линии тока, изолинии плотности, коэффициент трения.

Введение

При обтекании различных тел и их элементов газом или жидкостью из-за срывов потока возникают вихревые системы разной сложности и интенсивности. Поскольку вихри вызывают перераспределение давления на обтекаемых поверхностях, они могут привести к существенному изменению аэродинамических характеристик летательных аппаратов, в том числе их устойчивости и управляемости, а при больших сверхзвуковых скоростях — и локальных тепловых потоков. В связи с этим вопросам возникновения и развития вихрей уделяется весьма пристальное внимание. Бурное развитие вычислительной техники и методов численного моделирования в последнее время значительно повысило интерес к таким исследованиям, так как появилась возможность извлечь из расчетов много дополнительных данных, которые весьма трудно, а во многих случаях почти невозможно получать в экспериментах, не говоря уже о сложности и дороговизне проведения последних. Как в экспериментальных, так и в расчетных исследованиях на начальном этапе часто используются упрощенные конфигурации, которые позволяют отработать и верифицировать методики проведения этих исследований путем сравнения полученных результатов друг с другом. Например, сложные стыки крыла с фюзеляжем или стенок внутреннего тракта плоских воздухозаборников часто заменяют внутренними двугранными углами с углом раскрытия 90° , формируемыми двумя плоскими пластинами.

* Работа выполнена в рамках Программы фундаментальных научных исследований государственных академий наук на 2013–2020 годы (проекты АААА-А17-117030610137-0 и АААА-А17-117030610121-9).



Рис. 1. Сверхзвуковые самолеты с коробчатыми мотогондолами.
а — Ту-144 (СССР, первый полет — 31.12.1968),
б — МиГ-31 (СССР, 16.09.1975), в — Chengdu J20 (КНР, 11.01.2011).

Во второй половине XX века при создании летательных аппаратов, развивающих скорость $M = 2$ и более, конструкторы стали применять плоские регулируемые воздухозаборники, которые обеспечивали лучшую эффективность работы двигателей на различных режимах полета. Как правило, такие воздухозаборники использовались в комбинации с коробчатыми мотогондолами. Летательными аппаратами, в которых применялись данные воздухозаборники, были первые сверхзвуковые пассажирские самолеты Ту-144 (рис. 1а) и «Конкорд», а также истребители 3-го поколения (Су-24, МиГ-23, МиГ-25 и др.). Плоские воздухозаборники широко использовались и при создании боевых самолетов 4-го поколения (F-14, F-15, Eurofighter EF-2000, МиГ-29, МиГ-31, Су-27 [1]), появившихся в 70–80-х годах прошлого столетия (рис. 1б), а также поколения 4+ (Су-32, Су-35 и др.), которые сейчас находятся в серийном производстве и стоят на вооружении многих стран. Коробчатые мотогондолы в настоящее время применяются на некоторых самолетах 5-го поколения (рис. 1с).

Внешние контуры передних частей плоских воздухозаборников и коробчатых мотогондол фактически представляют собой внешние двугранные углы. Хотя такие элементы в большинстве случаев имеют скругленные края, их в первом приближении также можно рассматривать как двугранные углы с углом раствора их граней 270° . Если обтекание внутренних двугранных углов исследуется достаточно широко как при дозвуковых, так

и при сверхзвуковых скоростях потока, примерами чего служат работы [2, 3], то подробных исследований обтекания внешних двугранных углов в литературе практически не встречается. Примерами попутного рассмотрения обтекания внешних двугранных углов за последние 10–15 лет являются работы [4, 5].

В настоящее время вновь возрос интерес к созданию сверхзвуковых пассажирских самолетов с пониженным уровнем шума, а также гиперзвуковых летательных аппаратов, у которых некоторые элементы конструкции, включая мотогондолы, напоминают внешний двугранный угол. Вследствие этого, подробное изучение обтекания таких элементов, в особенности на режимах больших сверхзвуковых скоростей, представляет актуальную задачу. Так как их обтекание чаще всего связано с формированием сложных вихревых систем, то такие исследования важны и с точки зрения углубления фундаментальных знаний об их развитии.

Модель и условия экспериментов

Модель двугранного угла (см. рис. 2) длиной $L = 400$ мм имела ширину верхней грани B по передней кромке 175 мм, а по задней кромке — 60 мм. Размеры боковой (вертикальной) грани H составляли соответственно 90 и 50 мм. Эксперименты проводились в сверхзвуковой аэродинамической трубе Т-313 ИТПМ СО РАН при числах Маха $M_\infty = 2,27$ и Рейнольдса $Re \approx 28 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$ в диапазоне углов атаки $\alpha = 0\text{--}20^\circ$. Для улучшения обтекания модели и снижения уровня вредной интерференции за счет перетекания газа из областей повышенного давления передние и боковые кромки ее граней были заострены снизу и сбоку под углами 6° и 15° соответственно. Толщина передних кромок не превышала 0,1 мм. Все эксперименты выполнялись в условиях естественного развития пограничного слоя на гранях модели [6–9].

Визуализация предельных линий тока проводилась методом масло-сажевой пленки, а пространственной структуры течения — методом лазерного ножа. В экспериментах с лазерным ножом использовался контролируемый впрыск небольшого количества воды (примерно до 1,1–1,5 г на 1 кг осушенного воздуха) в магистраль подвода газа в 25–30 м от рабочей части аэродинамической трубы [10, 11]. В осушенном сжатом воздухе содержалось около 0,3–0,5 г/кг влаги и добавленная вода не приводила к существенному изменению его свойств. Следует отметить, что около поверхности земли при температуре 20°C и влажности 50 % 1 кг атмосферного воздуха содержит около 7 г воды, поэтому такой воздух без осушения не может применяться в сверхзвуковых аэродинамических трубах в качестве рабочего газа.

Мелкие капельки воды, разбрызгиваемые форсункой перпендикулярно к потоку, по ходу движения к форкамере трубы быстро испарялись в осушенном воздухе, а затем

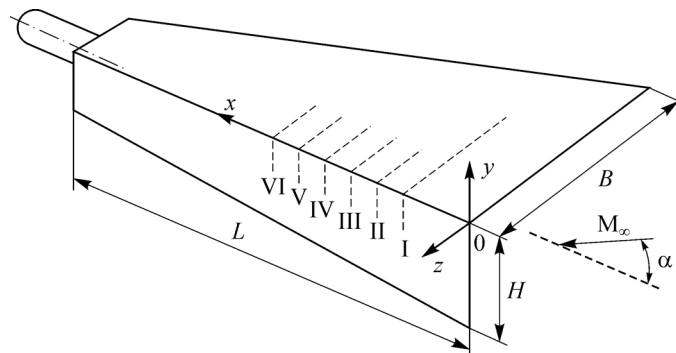


Рис. 2. Схема модели внешнего двугранного угла.

при расширении воздуха в сверхзвуковом сопле конденсировались в виде тонкого тумана. Мельчайшие частички конденсата, практически не искажающие картину обтекания модели, при освещении ярким лазерным излучением в виде тонкого экрана обеспечивали достаточную контрастность получаемых изображений (пространственной структуры исследуемого течения).

Измерения давления проводились в 6 поперечных сечениях, расположенных на расстоянии $x = 75, 100, 125, 150, 175$ и 200 мм от передней кромки модели (см. рис. 2). 132 отверстия диаметром по $0,5$ мм располагались с переменным шагом от 2 до 10 мм. В качестве измерительных трасс использовались никелевые трубки наружным диаметром $1,6$ мм, которые выводились за пределы рабочей части и подсоединялись к пневмопереключателям многоканального прибора МИД-100. Для получения качественных отверстий использовались медицинские иглы с наружным диаметром $0,9$ мм, которые одним концом вставлялись в отверстия на модели, припаивались и отшлифовывались заподлицо с ее рабочей поверхностью. Другим концом иглы вставлялись в трубки и также герметично припаивались.

100-канальный прибор МИД-100 разработки ИТПМ СО РАН обеспечивал точность $0,2\text{--}0,3\%$ от верхнего предела измеряемого давления [12, 13]. После полного выравнивания давления в пневмотрассах для дополнительного повышения точности и надежности получаемых данных на каждом угле атаки модели фиксировалось по 2 отсчета с интервалами в несколько секунд. В дальнейшем в качестве конечных данных использовались среднеарифметические величины давлений, полученных в двух-трех повторных экспериментах (с исключением из протоколов испытаний отдельных точек, явно выпавших по каким-либо причинам).

Методика расчета

Расчеты проводились с помощью программного пакета ANSYS Fluent с использованием $k-\omega$ SST модели турбулентности. При этом для упрощения расчетов условно предполагалось, что течение является турбулентным, начиная от передней кромки модели. Такое предположение для числа Маха $M_\infty = 2,27$ вполне приемлемо при обтекании модели на больших углах атаки ($\alpha = 16^\circ$ и 20°), когда переход ламинарного пограничного слоя в турбулентное состояние происходит недалеко от передней кромки.

В ходе вычислений решались трехмерные уравнения Рейнольдса. Решение строилось в стационарной постановке вторым порядком аппроксимации при расчетах газодинамических параметров течения и первым — при расчетах параметров турбулентности. Около поверхности модели сетка сгущалась так, чтобы параметр y^+ находился (за исключением области вблизи передней кромки размером около 1 мм, соответствующей ~ 10 ее толщинам) в диапазоне $1\text{--}3$ для боковой грани, над которой формируется вихрь, и $3\text{--}5$ над верхней поверхностью двугранного угла. Сгущение проводилось также вблизи передних кромок пластин, чтобы линейные размеры ячеек в продольном направлении и направлениях, перпендикулярных к поверхностям соответствующих граней, были одинаковыми. Всего расчетная область включала в себя около 12 млн. ячеек.

На стенках модели задавались условия: скорость воздуха и тепловой поток равны нулю, а на входной границе расчетной области выбирались параметры набегающего потока, соответствующие экспериментам. На боковых и выходных (над пластинами и под ними) границах задавались опорные значения параметров потока. Если течение в прилегающей к границе области было сверхзвуковым по нормали к границе, то параметры из внутренней области переносились на границу. В случае дозвукового течения параметры на границе вычислялись в виде средневзвешенного значения между задаваемыми

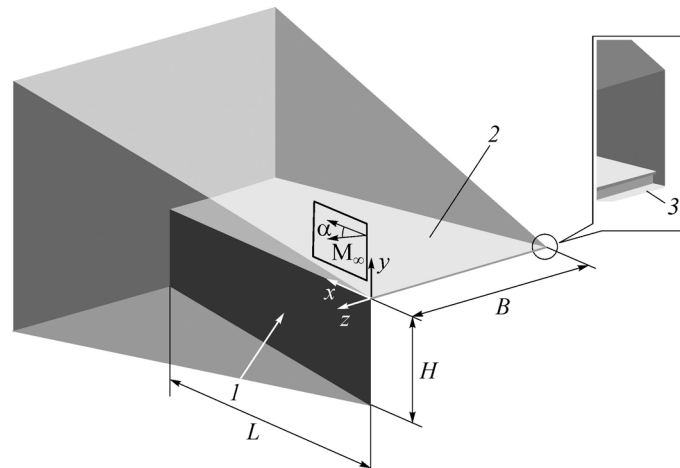


Рис. 3. Расчетная схема.

на границе параметрами свободного потока и параметрами течения из внутренних слоев ячеек расчетной области [14]. Коэффициент вязкости газа рассчитывался с использованием формулы Сазерленда, а коэффициент теплопроводности — по кинетической теории газов.

Для сокращения времени расчетов рассматривалась упрощенная схема угловой конфигурации (рис. 3). Предполагалось, что двугранный угол составлен из абсолютно жестких пластин 1 и 2 толщиной по 0,1 мм, моделирующих передние кромки реальной модели. Длина угловой конфигурации (при сохранении поперечных размеров реальной модели) была ограничена 250 мм, а обтекание ее нижней (теневого) области не рассматривалось. В связи с этим на боковых кромках граней задавалось давление, равное статическому давлению набегающего потока ($P_\infty = 18684$ Па), а на выходной границе — меньшее давление (5000 Па) с целью исключения влияния границы на результаты расчета в дозвуковой области между вихрем и стенкой модели. Давление торможения набегающего потока составляло $P_{0\infty} = 2,23 \cdot 10^5$ Па, температура торможения — $T_{0\infty} = 290$ К. Для моделирования течения у передних кромок 3 толщиной 0,1 мм расчетная область начиналась на расстоянии 1 мм от них. Предварительные результаты проведенных исследований были представлены в работах [14–16].

Полученные результаты

При обтекании рассматриваемой модели под углами атаки или скольжения за счет перепада давления над гранью с пониженным давлением, как и при обтекании треугольных крыльев [13, 17], формируются расширяющиеся вниз по потоку вихри. При этом по мере увеличения перепада давления значительно усложняется структура возникающей присоединенной вихревой системы. При числе Маха $M_\infty = 2,27$ уже на угле атаки $\alpha = 4^\circ$ фактически формируются три вихря (внутри зоны расположения основного срывного вихря образуются вторичный и третичный вихри, связанные с дополнительными отрывами потока).

На рис. 4а, 4б приведены соответственно фрагменты экспериментальных и расчетных предельных линий тока на боковой грани модели, полученные на угле атаки $\alpha = 12^\circ$. Для демонстрации формирующихся новых линий стекания и растекания добавлена картина расчетных линий тока для угла $\alpha = 20^\circ$ (рис. 4с), сильно растянутая по оси y (по вертикали).

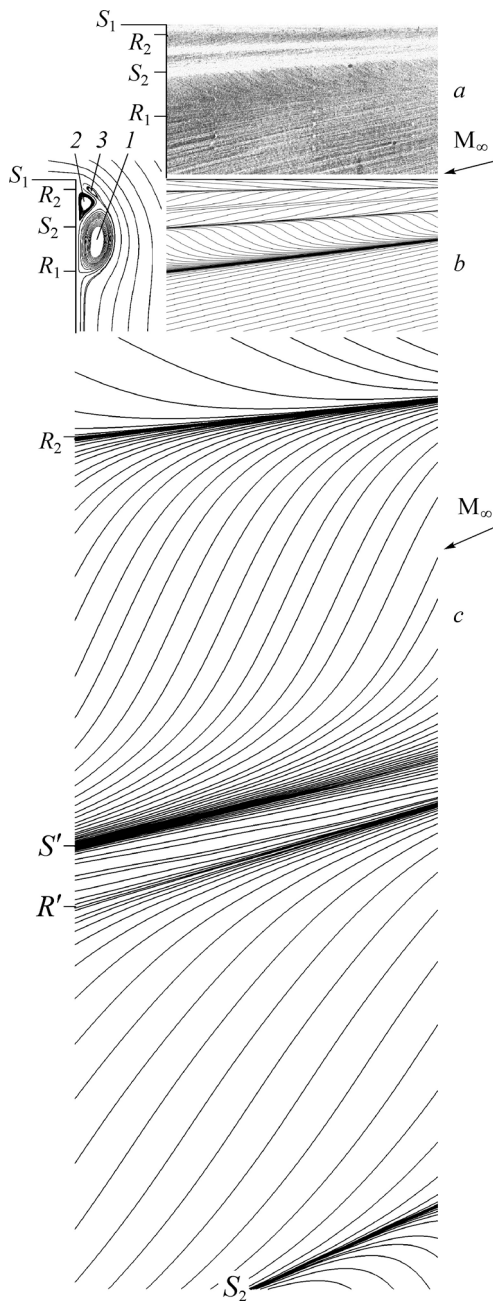


Рис. 4. Картина течения на поверхности боковой грани при $\alpha = 12^\circ$ (a, b) и 20° (c).

Срыв потока на ребре двугранного угла S_1 в сторону боковой грани и его присоединение вдоль линии растекания предельных линий тока R_1 приводит к появлению ядра основного вихря 1 , связанного с закручиванием пристенных струек тока, стекающих с верхней грани (см. расчетную схему вихревой системы на рис. 4a). Присоединившийся поток по мере движения вниз по потоку в сторону ребра двугранного угла (в зону постепенного повышения давления, см. далее на рис. 8) отрывается повторно и образует вторичный вихрь 2 . Замыкает течение небольшой третичный вихрь 3 , расположенный в узком пространстве между ядром вторичного вихря и обтекающим основной вихрь потоком газа. Видно, что полученные в эксперименте и расчете картины предельных линий тока практически идентичны. Почти точно совпадают между собой и соответствующие линии стекания и растекания предельных линий тока.

На рис. 4a примерно посередине между линиями растекания R_2 и стекания S_2 наблюдается светлая полоса, где четко проследить за поведением линий тока не представляется возможным. Расчетные линии тока (рис. 4b) на этом месте выпрямляются и вновь возобновляют движение к линии стекания S_2 значительно ниже по потоку. Создается впечатление, что в этой зоне начинается формирование расположенных рядом друг с другом двух прямых линий. Первые признаки такого поведения линий тока наблюдаются уже

при угле $\alpha = 8^\circ$. Об этом свидетельствуют как экспериментальные, так и расчетные данные.

На угле $\alpha = 16^\circ$ ниже по потоку от $x = 125$ мм расчет действительно указывает на наличие двух совсем близко расположенных линий стекания и растекания. Дальнейшее увеличение угла атаки (рис. 5) приводит к более четкому разделению этих линий стекания и растекания, которые на увеличенном фрагменте (рис. 4c) обозначены как S' и R' .

Более полные картины предельных линий тока для угла атаки модели $\alpha = 20^\circ$ приведены на рис. 5. Здесь обе грани двугранного угла развернуты в одну плоскость, а левые края верхней грани срезаны. Также на рисунке указаны поперечные сечения, где проводились измерения распределения давления. Для удобства сравнения на снимок

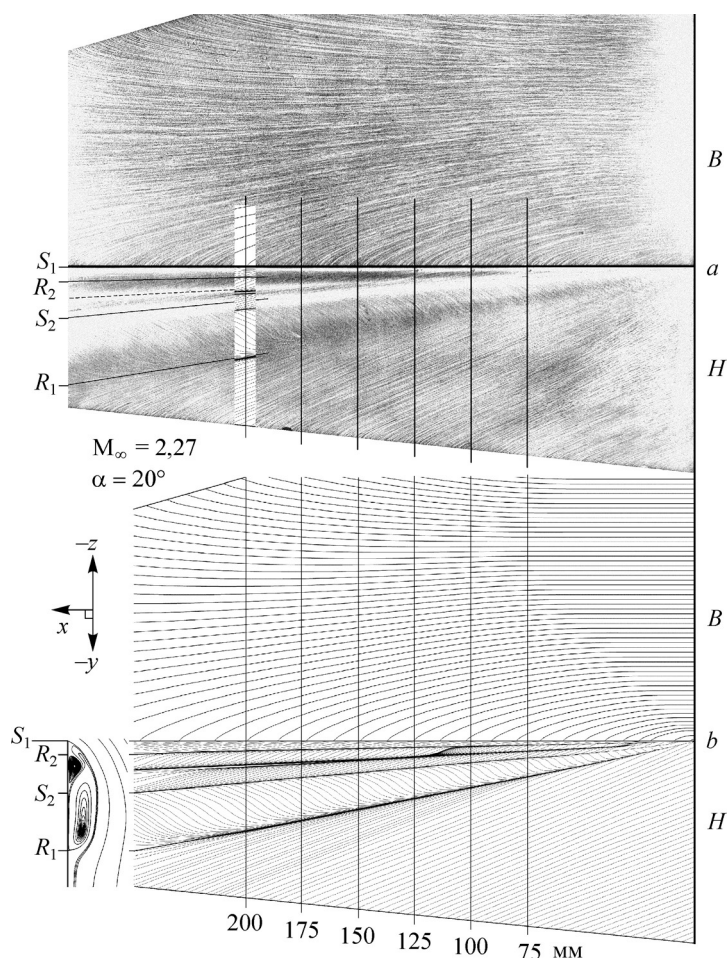


Рис. 5. Линии тока на поверхности модели при $\alpha = 20^\circ$.

a — эксперимент, b — расчет.

экспериментальных предельных линий тока (рис. 5а) вставлен соответствующий небольшой фрагмент расчетных предельных линий тока. Видно, что экспериментальные и расчетные линии присоединения потока (растекания предельных линий тока) R_1 и R_2 почти точно соответствуют друг другу. В то же время расчетная линия отрыва S_2 , а также линии S' и R' несколько отклонены в сторону от ребра угловой конфигурации, что может быть связано как с влиянием выбранной модели турбулентности течения, так и с недостаточно подробной сеткой в области расположения вихря. Предполагаемое место расположения линий S' и R' на масло-сажевой картине предельных линий тока указано штриховой линией.

На расчетных картинах при угле $\alpha = 16^\circ$ и 20° наблюдаются зоны локальных сгущений предельных линий тока, которые располагаются на участке от $x = 100$ до $x = 125$ мм (см. рис. 5b). По мере увеличения угла атаки они заметно сдвигаются вверх по потоку. Ниже этих участков четко наблюдаются линии стекания и растекания предельных линий тока S' и R' , а выше них все линии тока, исходящие от линии растекания R_2 , ведут себя также, как на угле $\alpha = 12^\circ$ (см. рис. 4b). По-видимому, появление линий S' и R' при увеличении угла атаки свидетельствует о начале формирования дополнительных вихрей, т.е. о возможном переходе с трехвихревой схемы течения к пятивихревой схеме. Для уточнения этапов эволюции формирующейся вихревой системы по мере увеличения

перепада давления между гранями двугранной угловой конфигурации требуются дополнительные исследования, в частности, необходимы расчеты для промежуточных и более высоких значений α .

На экспериментальных снимках предельных линий тока (см. рис. 5а) в зоне расположения линий S' и R' присутствует светлая полоса, формирующаяся из-за интенсивного сноса масло-сажевой смеси вниз по потоку (как это происходит и в большинстве случаев с окрестностей обычных линий стекания). В связи с этим трудно установить, насколько близки экспериментальные и расчетные картины течения в данной зоне. Для успешной фиксации предельных линий тока на таких участках поверхности необходимы специальные эксперименты с масло-сажевыми смесями разной вязкости при различных временах выдержки в исследуемом режиме течения. В зонах присоединения потока предельные линии тока формируются значительно быстрее и практически полностью размываются к моменту появления четких линий тока на невозмущенных областях.

На рис. 6 представлены схемы течения при виде со стороны кормовой части и проиллюстрировано развитие вихревой системы в поперечном сечении $x = 175$ мм по мере увеличения угла атаки α . На расчетных схемах толстые линии соответствуют проекциям линий тока, а тонкие — изолиниям плотности. На схеме для угла $\alpha = 20^\circ$ также указаны места расположения линий отрыва S и присоединения потока R , приведенные на рис. 5.

Как показали расчеты и эксперименты, с увеличением угла атаки α от 4° до 20° (роста расчетного перепада давления Δp между гранями угловой конфигурации от 1,272 до 3,004) происходит существенное изменение размеров и формы вихревой системы. Ядро основного вихря I постепенно вытягивается (см. рис. 6) в поперечном направлении (вдоль оси y) и плотнее прижимается к поверхности боковой грани. Из почти правильной овальной формы, характерной для малых углов атаки, оно становится фасоле- или почкообразным. При этом, несмотря на существенное изменение размеров ядра, высота вихревой системы (ее внешние габариты по оси z) сохраняется почти неизменной. На снимках, полученных с использованием лазерного ножа, вторичные и третичные вихри просматриваются недостаточно четко из-за сильного отражения света от поверхности

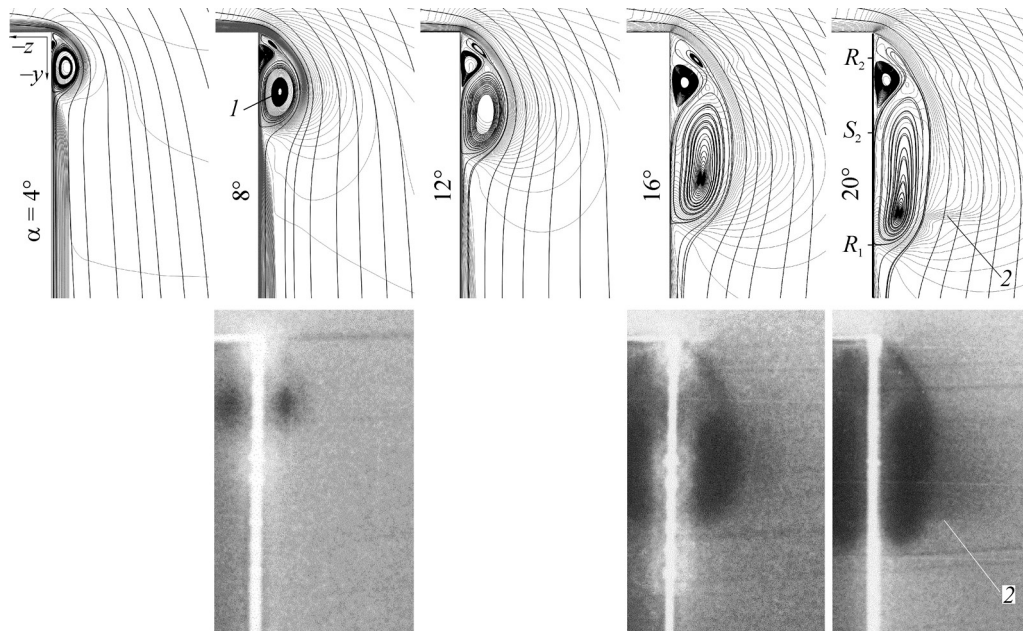


Рис. 6. Развитие вихревой системы по мере увеличения угла атаки α .
 $M_\infty = 2,27, x = 175$ мм.

модели, хотя она и была покрыта темной диффузно отражающей краской. Следует заметить, что по мере увеличения перепада давления поперечная компонента скорости внешних струек газа значительно возрастает и на угле $\alpha = 20^\circ$ над основным ядром вихря формируется пространственный висячий скачок уплотнения 2 (см. рис. 6).

Менее выраженные изменения формы вихревой системы наблюдаются и при рассмотрении течения на одном и том же угле атаки по мере удаления от передней кромки вниз по потоку (см. рис. 7, $\alpha = 16^\circ$). На данном рисунке для большей наглядности размеры вихревой системы во всех поперечных сечениях сведены к одинаковым относительным величинам y/x . Для удобства их сопоставления черточками указаны места расположения линий присоединения потока R_1 . Можно отметить, что на данных фрагментах и на других аналогичных картинах течения (см. рис. 6) тонкие изолинии плотности хорошо выделяют как волны разрежения, расположенные в зоне резкого поворота потока газа (у стыка граней модели), так и неравномерные локальные изменения плотности в пространстве. Видно, что в передних сечениях примерно до координаты $x = 50$ мм наблюдаются заметные отличия как в конфигурациях всей вихревой системы, так и в размерах вторичного и третичного вихрей (2 и 3) по сравнению с картинами для последующих поперечных сечений. В первом сечении ($x = 5$ мм) относительно крупный вторичный вихрь отодвинут от ребра двугранного угла значительно дальше по координате y , чем в других сечениях. Относительные размеры вихрей становятся практически одинаковыми лишь ниже по потоку, начиная примерно с сечения $x = 150$ мм, о чем свидетельствуют места расположения линий присоединения потока R_1 . На такое развитие течения указывают и картины линий тока на поверхности модели. На расчетной картине предельных линий тока (см. рис. 5b) на начальном участке формирования вихревой системы (примерно до сечения $x = 125$ мм) строгая коничность течения отсутствует. Такая картина, хотя и менее четко, наблюдается и на экспериментальных снимках предельных линий тока. В передних сечениях хорошо заметна искривленность (выпуклость) линий присоединения потока R_1 и вторичного отрыва S_2 , т.е. постепенное уменьшение их наклона относительно ребра двугранного угла вплоть до участка окончательного формирования конического течения (по координате y) ниже по потоку. Такое положение подтверждает и рис. 7, на котором точки присоединения потока R_1 в передних сечениях расположены заметно дальше от ребра двугранного угла, чем в нижних сечениях в зоне развитого конического течения (в сечениях $x = 150$ и 200 мм). В передних сечениях заметны небольшие отличия и в конфигурации ядра основного вихря 1 (ее овал менее вытянут и наклонен под большим углом к боковой поверхности модели из-за повышенного размера вторичного вихря 2).

Подобная картина развития вихревой системы характерна и для экспериментальных картин предельных линий тока, однако на них четко проследить поведение линии отрыва S_2 не представляется возможным по причине ее практической невидимости (размытости). В зоне расположения этой линии (см. рис. 5a) масло-сажевая смесь, стекающая

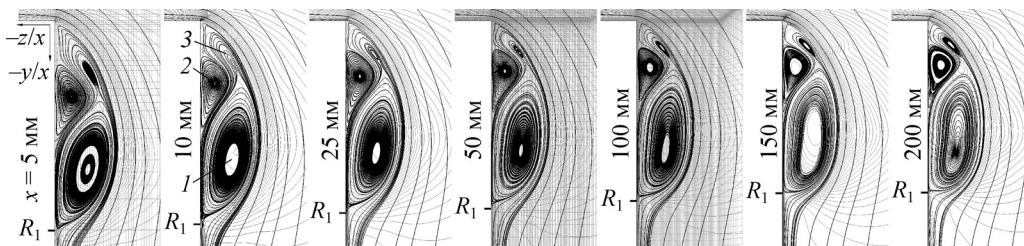


Рис. 7. Изменение вихревой системы по мере смещения вниз по потоку.

$M_\infty = 2,27$, $\alpha = 16^\circ$.

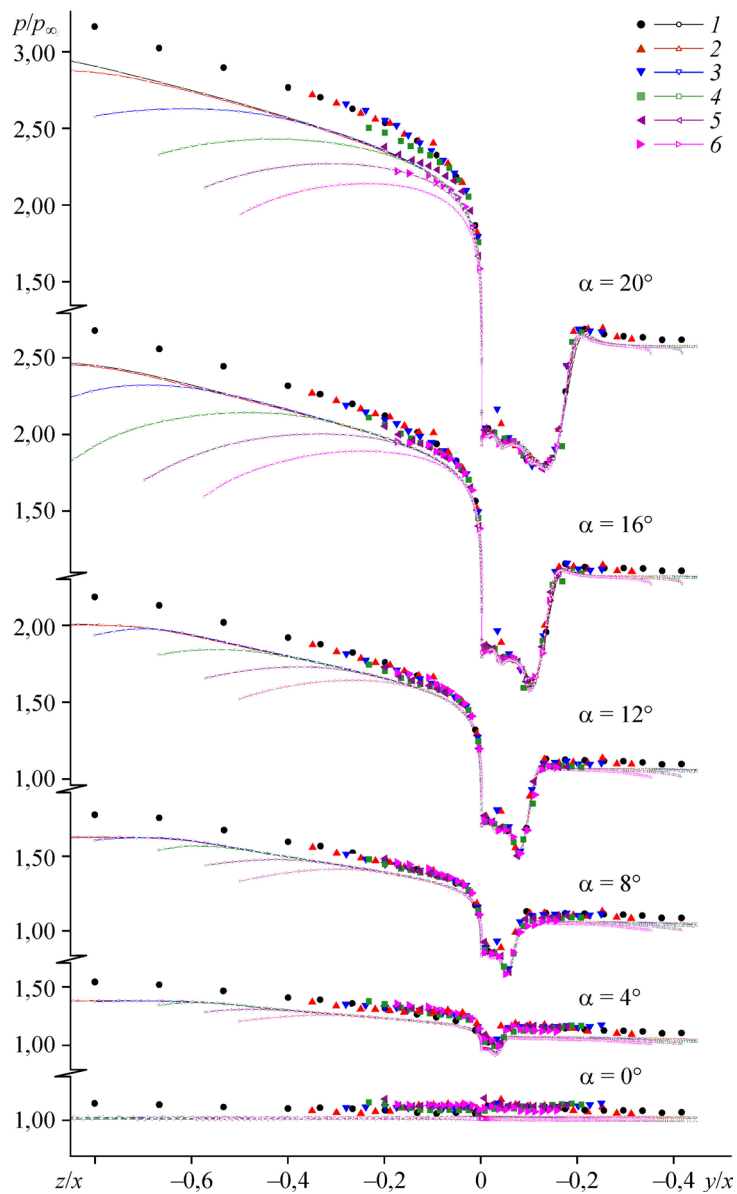


Рис. 8. Распределение давления на поверхности модели.
Сечения $x = 75$ (1), 100 (2), 125 (3), 150 (4), 175 (5), 200 (6).

с обеих сторон, интенсивно уносится вниз по потоку и не позволяет зафиксировать предельные линии тока. Линии тока здесь хорошо видны только при малых временах выдержки в исследуемом режиме течения.

Полученные в эксперименте и расчете картины распределения давления на поверхности модели на всех исследованных углах атаки (рис. 8) демонстрируют схожесть друг с другом, но указывают на систематическое превышение экспериментальных значений давления на верхней грани. (Для удобства на рис. 8, 9, 11 и 12 поперечные сечения модели повернуты на 90° против часовой стрелки относительно рис. 4 и 5). Как видно, по мере увеличения угла атаки заметно растет расхождение экспериментальных и расчетных эпюр давления, что может быть связано с отличием реальных значений α от заданных величин. Если полностью исключить неравномерность поля в рабочей части аэродинамической трубы, то согласно предварительным расчетам для полного их совпадения

углы атаки в эксперименте должны были превышать расчетные величины примерно на $1,12, 1,85, 1,96, 1,99$ и $2,10^\circ$ (на $\alpha = 0, 4, 8, 12$ и 16° соответственно). На угле $\alpha = 20^\circ$ ни экспериментальная, ни расчетная кривые распределения давления в зоне измерений не успевают выйти на «полку», поэтому определить предполагаемую величину угла α для этого эксперимента невозможно. Специальные расчеты показали, что для $\alpha = 16^\circ$ распределения давления хорошо согласуются между собой при предположении, что в эксперименте реальный угол атаки составляет чуть более 17° , а угол рыскания — $\sim 1^\circ$ [14].

В действительности рассогласование углов атаки в эксперименте и расчете могло иметь место по нескольким причинам. Во-первых, под воздействием больших ударных нагрузок, возникающих при запуске аэродинамической трубы, у сильно асимметричной угловой конфигурации мог появиться крен, вызывающий изменение реальных углов атаки и скольжения модели. Во-вторых, из-за асимметричности модели стандартная весовая тарировка для определения коэффициентов деформации державки под воздействием аэродинамических сил и моментов могла оказаться не совсем удачной и привести к неверным вычислениям реальных углов атаки. При $\alpha = 12^\circ$ на модель действовали силы и моменты, имеющие значения: $X = 88$ кг и $Y = 107$ кг, $M_x = 77$ кгм и $M_z = 81$ кгм, при $\alpha = 16^\circ$ они составляли 148 и 150 кг, 110 и 114 кгм, а при $\alpha = 20^\circ$ превышали 228 и 190 кг, 129 и 145 кгм соответственно. Такие силы и моменты вполне могли существенно изменить реальные углы атаки. Еще одной причиной рассогласования углов атаки могла стать навеска 132 трубок диаметром по $1,6$ мм, служивших в качестве пневмотрасс в экспериментах по измерениям давлений, которые заметно меняли конфигурацию модели. Однако это представляется маловероятным, поскольку благодаря использованию медицинских игл трубки припаивались плотно к поверхностям, и они, находясь на теневой стороне модели, не могли существенно изменить величины аэродинамических сил и моментов. Истинные углы атаки и крена можно было бы определить прямыми оптическими измерениями, но в ходе экспериментов они не проводились.

С методической точки зрения несомненный интерес представляет вопрос о возможном влиянии неравномерности поля числа Маха (в том числе, скосов потока) в рабочей части аэродинамической трубы на распределение давления на модели. Такую неравномерность потока в зоне измерений давления на модели демонстрирует рис. 9, представляющий растянутую по вертикальной оси картину распределения давления на угле $\alpha = 0^\circ$, следуя рис. 8.

По данным весовых испытаний было установлено, что при $\alpha = 0^\circ$ на модель действовали незначительные аэродинамические нагрузки (за исключением осевой силы X) и они не могли заметно изменить истинную величину угла атаки относительно заданного значения. Навеска пневмотрасс способствовала лишь повышению давления внизу модели за счет дополнительного загромождения потока воздуха и появлению подъемной силы Y , направленной в сторону уменьшения величины α . Поэтому при $\alpha = 0^\circ$ превышение значений экспериментальных данных над расчетными значениями отношений давления не может быть объяснено изменением угла атаки модели. Выявившееся при $\alpha = 0^\circ$ отличие в данных может свидетельствовать о том, что местное число Маха набегающего

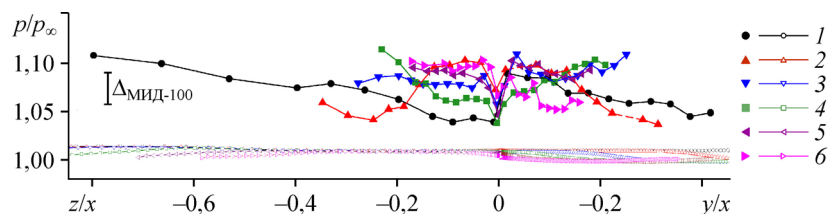


Рис. 9. Распределение давления на поверхности модели при $\alpha = 0^\circ$.

Обозначения см. на рис. 8.

потока в зоне измерений давления составляет примерно $M = 2,23$, а не принятые в расчете $2,27$. Если же считать, что $M_\infty = 2,27$ остается неизменным, то имеющееся среднее отклонение $\Delta p/p_\infty \approx 0,06$ соответствует появлению фиктивного угла атаки $\alpha = 1,12^\circ$.

О возможности существования заметной неравномерности потока в рабочей части Т-313 свидетельствуют подробные исследования, проведенные при числе Маха $M_\infty = 7$ [18]. На это же указывает и рис. 10, на котором приведены эпюры коэффициентов давления $C_p = (p - p_\infty)/q$, где q — скоростной напор, полученные при испытаниях плоского треугольного полукрыла длиной 724 мм и шириной 365 мм при $M_\infty = 2,5$ и $Re \approx 28 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$. На эпюрах нанесены средние значения трехкратных испытаний, показавших очень хорошее совпадение экспериментальных точек между собой. Для удобства сравнения на рисунке сбоку вертикальными линиями указаны разницы между минимальным и максимальным значениями коэффициентов давления, полученные на углах атаки $\alpha = 0, 2, 4$ и 6° соответственно. Видно, что по мере увеличения α влияние неравномерности потока на распределение давления в обоих продольных сечениях, расположенных на поверхности полукрыла на расстоянии 138 мм друг от друга, заметно усиливается. Вероятно, такая тенденция характерна и для числа Маха $M = 2,27$. Если эти рассуждения справедливы и тенденция роста влияния неравномерности поля на распределение давления сохраняется при дальнейшем увеличении α , то существенный вклад в расхождение между экспериментальными и расчетными данными на рис. 8 действительно могла внести неравномерность поля течения в зоне расположения угловой конфигурации. Для подтверждения данных рассуждений необходимы более тщательные дополнительные исследования.

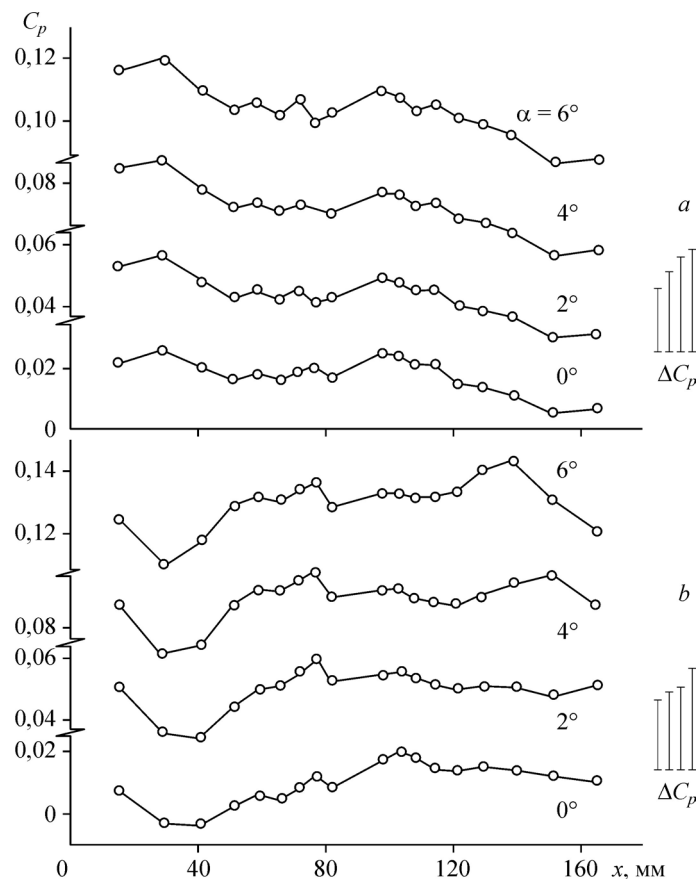


Рис. 10. Распределение давления на полукрыле при $M = 2,5$.

Постепенное увеличение расслоения как экспериментальных, так и расчетных кривых по сечениям на верхней поверхности и на периферии боковой грани двугранного угла (см. рис. 8) связано с влиянием концевых эффектов, т.е. с интенсивным перетеканием газа вниз в теневую сторону модели, где при положительных углах атаки формируется область сильного разрежения потока. О таком перетекании ясно свидетельствуют и картины предельных линий тока (см. рис. 5), на которых наблюдается значительное искривление этих линий в стороны боковых кромок пластин. На верхней поверхности модели в зоне измерений фактически полностью избавлена от влияния концевых эффектов лишь область, расположенная выше сечения $x = 125$ мм. Сильное снижение давления по мере приближения к ребру двугранного угла связано с интенсивным перетеканием газа в сторону боковой грани, где местное давление в зоне расположения вихревой системы намного ниже статического давления набегающего потока, а за ее пределами отличается от статического давления незначительно. Именно такое перетекание газа приводит к формированию сложной вихревой системы над поверхностью боковой грани.

На боковой поверхности в зоне расположения вихревой системы наблюдается весьма сложная картина распределения давления, вызванная отрывами и присоединениями потока. При этом за пределами влияния вихревой системы экспериментальные и расчетные величины давления на всех углах атаки почти одинаковы. Их расхождение, в отличие от давления на поверхности верхней грани, во всем диапазоне α находится в пределах $\Delta p/p_\infty \approx 0,05-0,07$, т.е. в тех же пределах, что и на верхней поверхности при нулевом угле атаки.

В зоне влияния вихревой системы местные максимумы давления соответствуют зонам присоединения потока и располагаются в окрестности линий стекания предельных линий тока R_1 и R_2 (см. рис. 4 и 5). Постепенный рост давления на боковой поверхности в районе внешней границы вихревой системы (линии R_1) по мере увеличения угла атаки модели связан с дифракцией скачка уплотнения, формирующегося при обтекании верхней грани, в сторону боковой грани с образованием постепенно слабеющей полуконической ударной волны (рис. 11). Разница в величинах отхода ударных волн от поверхности модели в эксперименте и расчете связана как с оптическими искажениями картины течения при съемке с близкого расстояния, установкой фотокамеры не по центру, а сбоку модели, так и с возможностью неточного выставления плоскости лазерного ножа перпендикулярно к ребру угловой конфигурации.

Сложность течения в зоне расположения вихревой системы более наглядно демонстрируется на картинах изменения компонентов C_{fz} и C_{fy} расчетного коэффициента

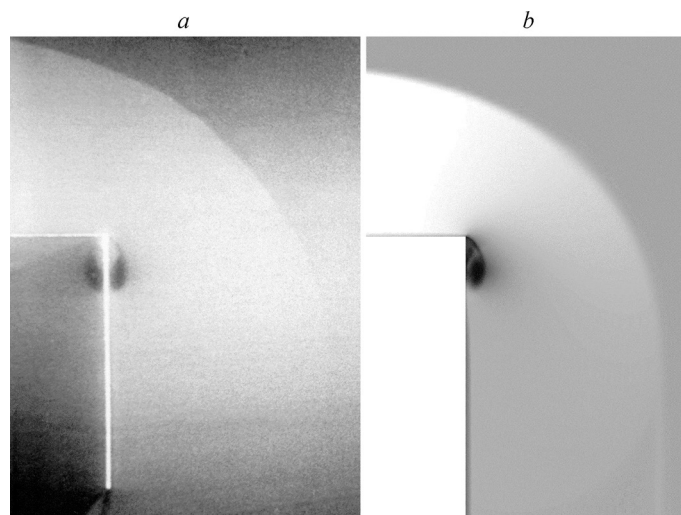


Рис. 11. Обтекание модели при $\alpha = 16^\circ$.

a — эксперимент, b — расчет.

поверхностного трения на верхней и боковой поверхностях модели соответственно (рис. 12). Видно, что на всех углах атаки наблюдается небольшое расслоение кривых, которое связано с постепенным увеличением толщины пограничного слоя на поверхности модели по мере смещения вниз по потоку. Величина коэффициента трения C_{fz} плавно снижается по мере удаления от ребра двугранного угла согласно уменьшению наклона предельных линий тока (см. рис. 5). Около ребра внешнего двугранного угла (в особой точке) расчетные величины C_{fz} стремятся к бесконечности. Это связано с резким уменьшением

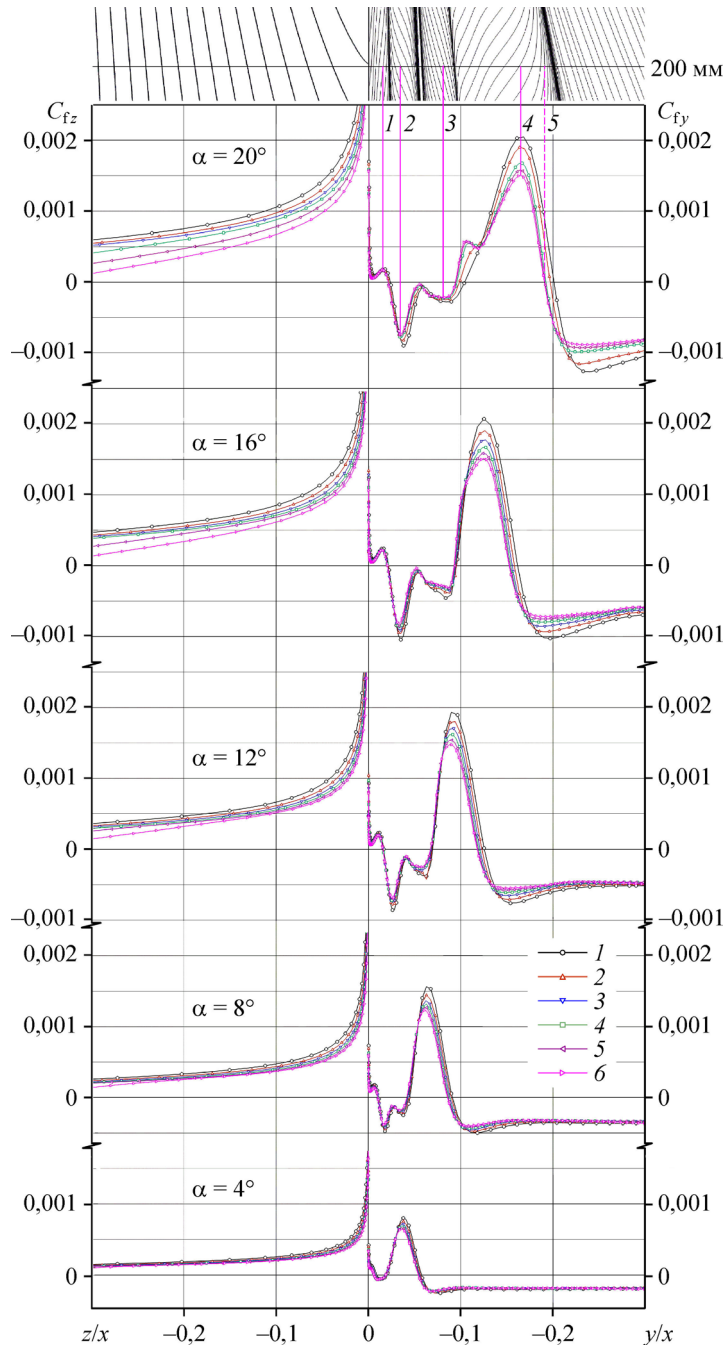


Рис. 12. Изменение компонент поверхностного трения при разных углах α . Расчет при $x = 75$ (1), 100 (2), 125 (3), 150 (4), 175 (5), 200 (6).

толщины пограничного слоя и увеличением поперечной компоненты скорости по мере сближения к стыку граней модели. При обтекании внутреннего двугранного угла, наоборот, около стыка граней резко увеличивается толщина пограничного слоя, что приводит к уменьшению коэффициента трения [2]. Отрицательные значения C_{fy} за пределами расположения вихревой системы (на периферии боковой грани) объясняются наклоном предельных линий тока в сторону боковой кромки, т.е. выбором направления оси y (см. рис. 2, 3 и 5).

Для лучшей иллюстрации характера поведения компонентов поверхностного трения в зоне расположения вихревой системы для угла атаки $\alpha = 20^\circ$ на рис. 12 добавлен фрагмент предельных линий тока, вырезанный из рис. 5 (сечение $x = 200$ мм). Видно, что локальные максимумы величин C_{fy} совпадают с участками максимального отклонения предельных линий тока в сторону ребра угловой конфигурации, т.е. в направлении оси y (линии 1 и 4), а минимумы — наоборот (линии 2 и 3). Нулевые значения коэффициента C_{fy} в окрестности координат $y/x \approx -0,022, -0,095$ и $-0,191$ совпадают с направлением местных предельных линий тока строго вдоль оси x (см., например, штриховую линию 5).

Рис. 13 демонстрирует характер поведения полного коэффициента трения C_f в сечении $x = 175$ мм на угле $\alpha = 20^\circ$. Здесь дополнительно приведены экспериментальные (рис. 13б)

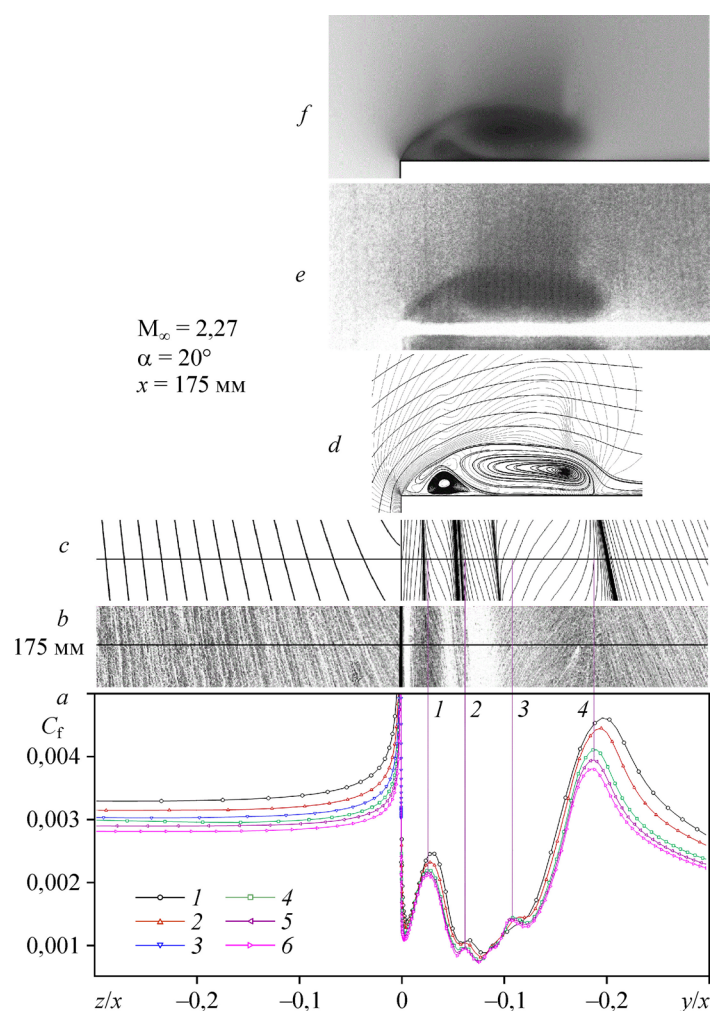


Рис. 13. Сопоставление характера изменения поверхностного трения с картинами визуализации течения при угле атаки $\alpha = 20^\circ$ ($x = 175$ мм). Расчет при $x = 75$ (1), 100 (2), 125 (3), 150 (4), 175 (5), 200 (6).

и расчетные (рис. 13с) фрагменты предельных линий тока, а также расчетные (рис. 13d, 13f) и экспериментальные (рис. 13e) структуры вихревой системы. Видно, что общий характер поведения поверхностного трения почти аналогичен поведению его компонентов C_{fz} и C_{fy} , но место расположения его локальных максимумов и минимумов заметно меняется. Например, основные максимумы C_f , указанные линиями 1 и 4, расположены в окрестности относительных координат $y/x \approx -0,025$ и $-0,19$ вместо $y/x \approx -0,015$ и $-0,165$ для C_{fy} (см. рис. 12). При этом максимальные значения C_f вблизи линии присоединения потока R_1 примерно в два раза больше соответствующих величин C_{fy} . Следует заметить, что эти максимумы располагаются не на самой линии растекания R_1 , а несколько в стороне от нее. Это связано с тем, что рассматриваемое трехмерное течение явно несимметрично относительно линии R_1 . Вследствие этого максимум компоненты поверхностного трения, направленного перпендикулярно к линии R_1 , смещен в сторону, в данном случае в направлении ребра двугранной угловой конфигурации. Сложение этой компоненты с почти неизменной компонентой, направленной вдоль линии R_1 , приводит к сдвигу общего максимума в сторону максимума перпендикулярной компоненты (до линии 4).

Заключение

Сравнительный анализ экспериментальных и расчетных данных, полученных при продольном сверхзвуковом обтекании внешнего двугранного угла при числе Маха $M_\infty = 2,27$ в широком диапазоне углов атаки, продемонстрировал их близкое соответствие между собой. При больших углах атаки становятся заметными различия в углах наклона линий стекания S_2 в зоне расположения вихревой системы, которые могут быть связаны с влиянием расчетной сетки и принятой модели турбулентности. Систематические превышения экспериментальных величин давления на поверхности модели над расчетными значениями в значительной мере могут быть связаны с неравномерностью потока в рабочей части аэродинамической трубы.

Проведенные исследования продемонстрировали хорошую согласованность расчетных данных с результатами, полученными экспериментально. Таким образом, расчеты позволяют получать достоверные сведения об обтекании внешнего двугранного угла на других режимах течения (при других числах Маха, углах α и давлениях набегающего потока) и, кроме того, извлечь сведения о тех параметрах течения (например, об изменениях поверхностного трения, теплопередачи, локальных чисел Маха и т.д.), которые довольно сложно и весьма дорого получать экспериментальными методами.

Список литературы

1. Бюшгенс Г.С., Суханов В.Л. Облик современного истребителя // Учен. зап. ЦАГИ. 2018. Т. 49, № 4. С. 38–51.
2. Корнилов В.И. Пространственные пристенные течения в угловых конфигурациях. 2-е изд., доп. и перераб. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2013. 431 с.
3. Gand F., Brunet V., Deck S. Experimental and numerical investigation of a wing-body junction flow // AIAA J. 2012. Vol. 50, No. 12. P. 2711–2719.
4. Гунько Ю.П., Мажуль И.И. Численное моделирование обтекания системы из двух стреловидных клиньев сжатия при $M = 4$ и 6 // Теплофизика и аэромеханика. 2013. Т. 20, № 2. С. 181–196.
5. Ohmichi Y., Suzuki K. Flow structures and heating augmentation around finite-width cavity in hypersonic flow // AIAA J. 2014. Vol. 52, No. 8. P. 1624–1631.
6. Бродецкий М.Д., Максимов А.И., Харитонов А.М. Особенности взаимодействия интерференционных и дифракционных течений при сверхзвуковых скоростях // Прикл. механика и техн. физика. 1986. Т. 27, № 1. С. 106–116.
7. Максимов А.И. Дифракция косоугольного скачка уплотнения в окрестности внешнего прямого угла // Прикл. механика и техн. физика. 1987. Т. 28, № 4. С. 146–156.
8. Brodetskiy M.D., Maksimov A.I., Kharitonov A.M. Development of 3-D separated flows by longitudinal supersonic flow over the corner configurations / Eds. Kozlov V.V., Dovgal A.V. // Separated Flows and Jets. IUTAM Symp., Novosibirsk / USSR, 1990. Berlin: Springer-Verlag, 1991. P. 303–310.

9. **Максимов А.И.** Развитие вихревой системы в окрестности внешнего двугранного угла // Теплофизика и аэромеханика. 2010. Т. 17, № 1. С. 43–55.
10. **Максимов А.И., Павлов А.А.** Развитие метода “лазерного ножа” для визуализации потока в сверхзвуковых аэродинамических трубах // Учен. зап. ЦАГИ. 1986. Т. 17, № 5. С. 39–50.
11. **Максимов А.И.** Некоторые особенности использования метода лазерного ножа в сверхзвуковых аэродинамических трубах // Учен. зап. ЦАГИ. 1993. Т. 24, № 4. С. 45–54.
12. **Амелина М.А., Бродецкий М.Д., Волонихин И.И., Вышенков Ю.И., Зуенко В.С., Ольховников Г.П.** Многоканальный измеритель давлений МИД-100 // Методы и техника аэрофизических исследований. Новосибирск: Изд. ИТПМ СО РАН, 1978. С. 98–113.
13. **Бродецкий М.Д., Краузе Э., Никифоров С.Б., Павлов А.А., Харитонов А.М., Шевченко А.М.** Развитие вихревых структур на подветренной стороне треугольного крыла // Прикл. механика и техн. физика. 2001. Т. 42, № 2. С. 68–80.
14. **Maksimov A.I., Kavun I.N.** Numerical and experimental investigation of vortex system evolution near an external dihedral corner at supersonic velocity // Int. Conf. on the methods of aerophysical research, June 30–July 6, 2014, Novosibirsk, Russia. Abstracts. Pt. I. P. 148–149.
15. **Максимов А.И., Кавун И.Н.** Развитие срывного вихря в окрестности двугранной конфигурации при числах Маха 2,27 и 4 // Струйные, отрывные и нестационарные течения. XXIV Всеросс. семинар, 11–13 ноября 2015, Новосибирск, Россия. Тезисы докл. С. 103–104.
16. **Maksimov A.I., Kavun I.N.** Evolution of the vortex system near an external dihedral corner at supersonic flow // 19th Int. Conf. on the methods of aerophysical research, 13–19 August, 2018, Novosibirsk, Russia. AIP Conf. Proceedings. 2018. Vol. 2027. P. 040012-1–040012-5.
17. **Brodetskiĭ 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, No. 6. P. 592–604.
18. **Запрягаев В.И., Мажуль И.И., Максимов А.И.** Исследования поля течения в рабочей части аэродинамической трубы Т-313 при $M = 7$ // Теплофизика и аэромеханика. 2013. Т. 20, № 2. С. 165–180.

*Статья поступила в редакцию 14 ноября 2019 г.,
после доработки — 27 мая 2020 г.,
принята к публикации 26 июня 2020 г.*