

УДК 532.526:533.6.011.72

О СТРУКТУРЕ ОБТЕКАНИЯ НАВЕТРЕННОЙ СТОРОНЫ V-ОБРАЗНЫХ КРЫЛЬЕВ ПРИ НАЛИЧИИ ОТРЫВА ТУРБУЛЕНТНОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ

ЗУБИН М. А., ОСТАПЕНКО Н. А.

Рассматривается ряд характерных отличий в структуре течения в ударном слое около V-образных крыльев с присоединенной ударной волной на передней кромке от обтекания, реализующегося в рамках теории идеального газа, обусловленных взаимодействием внутренних ударных волн с турбулентным пограничным слоем на стенке.

В конце 60-х — начале 70-х годов особое внимание было привлечено к одному из видов треугольных в плане крыльев — V-образному крылу, которое обладает более высоким аэродинамическим качеством, чем эквивалентное треугольное крыло [1–3]. В первых численных расчетах [4] и экспериментальных исследованиях [5, 6] было установлено, что в ударном слое могут возникать сильные внутренние ударные волны, вызывающие отрыв пограничного слоя. И если при сверхзвуковом обтекании V-образных крыльев с большим углом раскрытия при умеренных числах Маха отрыв пограничного слоя был локализован в области падения внутренних ударных волн на стенку крыла и мог лишь на особых режимах обтекания оказать влияние на структуру течения [7], то при небольших углах раскрытия отрыв пограничного слоя может приводить к кардинальной перестройке структуры обтекания крыла [8].

В целом сверхзвуковые конические течения со всем многообразием их режимов в угловых конфигурациях, к которым относится и V-образное крыло, недостаточно хорошо изучены, особенно в экспериментальном плане.

Цель данной работы — выявление на ряде характерных для конических течений примерах качественных особенностей течения в ударном слое, обусловленных наличием отрыва турбулентного пограничного слоя, возникающего под действием одной или нескольких последовательно падающих ударных волн.

Для экспериментальных исследований были выбраны модели V-образных крыльев с острыми передними кромками, у которых угол раскрытия $\gamma=40^\circ$ и угол при вершине боковых граней $\beta=30, 45$ и 90° . Согласно численным исследованиям режимов обтекания указанных крыльев на модели идеального газа [9, 10], в ударном слое на стенках крыльев с ростом угла атаки α будут реализовываться различные типы взаимодействия ударных волн с пограничным слоем.

Следует отметить, что при числе $M_\infty=3$ крыло с $\beta=30^\circ$ имеет расчетный режим обтекания при $\alpha=33,8^\circ$ с плоской ударной волной, лежащей на передних кромках и принадлежащей в плоскости, нормальной кромке, к сильноному семейству. Образование внутренних ударных волн большой интенсивности при углах атаки, меньших расчетного, позволяет изучить влияние отрыва пограничного слоя на режимы обтекания, предшествующие расчетному режиму. На крыльях с $\beta=45$ и 90° течение относится к закрытому типу в том смысле, что у них нет расчетных режимов обтекания и их передние кромки являются сверхзвуковыми и при углах атаки, больших полуугла раствора клина, на котором не существует слабого присоединенного скачка уплотнения при числе $M_\infty=3$.

Эксперименты проводились на аэродинамической трубе А-3 Института механики МГУ при числе $M_\infty=3$ и единичном числе Рейнольдса, равном $1,6 \cdot 10^8 \text{ м}^{-1}$, что обеспечивало переход пограничного слоя из ламинарного в турбулентный на расстоянии ~ 10 мм от передних кромок моделей при местном числе $Re=1,5-2 \cdot 10^6$. Таким образом, на большей части поверх-

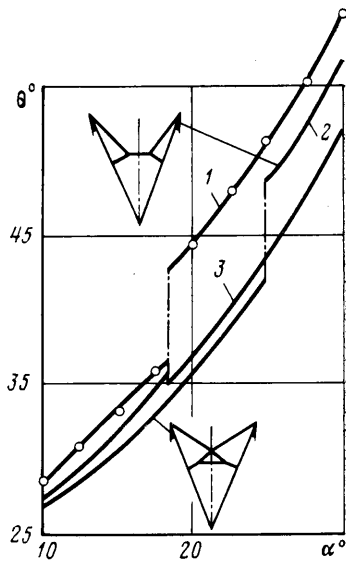
ности крыльев взаимодействие внутренних ударных волн происходило с турбулентным пограничным слоем.

При исследовании применялись: метод маслосажевого визуализации — для получения данных о геометрических размерах отрывных областей и картин предельных линий тока на поверхности модели, необходимых для анализа режимов течения в целом, а также внутри отрывной зоны; оптические методы — метод вторичного источника света [11] для съемки теневой картины течения в поперечной плоскости, нормальной ребру V-образного крыла, и прибор Теплера, используемый для наблюдения течения в следе за крылом и на его передних кромках. Распределение давления по размаху крыла определялось с помощью автоматизированной системы для сбора и обработки результатов измерения, созданной на базе абсолютных и дифференциальных датчиков ИКДБТД. Запись и обработка результатов измерений проводились на вычислительном комплексе ИВК-1. Погрешность измерения давления не превышала 1%.

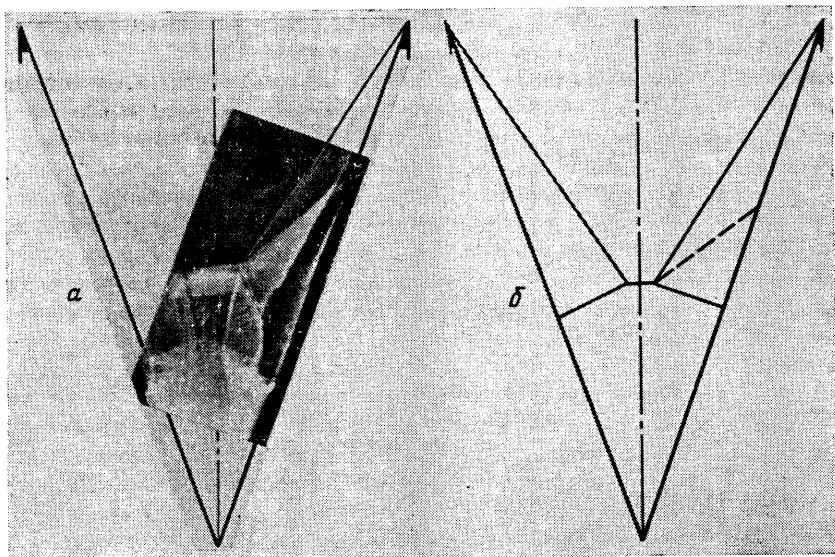
Основные экспериментальные результаты представлены здесь теневыми картинками течения в плоскости, нормальной хорде крыла, и графиками распределения давления. Теневые снимки и экспериментальные кривые распределения давления сопоставляются со структурами ударных волн и кривыми давления, полученными в численных расчетах по методике [10]. На приведенных ниже фигурах кривые распределения давления по стенке крыла построены в зависимости от угла φ , который отсчитывается от направления хорды в плоскости крыла. Экспериментальные данные нанесены точками 1, сплошными линиями 1 изображены величины давления, полученные в численном расчете [10], штрихпунктирными прямыми 2 показаны уровни давлений на эквивалентных клиньях. В качестве последних понимаются клинья, обтекаемые либо однородным потоком, идущим вдоль стенки крыла за плоским присоединенным к кромке скачком уплотнения, либо однородным потоком за системой регулярно взаимодействующих ударных волн, либо невозмущенным потоком с углом полураствора, равным углу, который составляют указанные потоки с хордой крыла.

Распределения давления в плоскости симметрии течения приведены в зависимости от $\eta = \operatorname{tg} \psi$ (здесь ψ — угол, отсчитываемый в плоскости симметрии от направления ребра крыла). Точками 2 нанесены значения давления, рассчитанные по наблюдаемому в эксперименте положению ударной волны.

Сравнение действительных режимов обтекания крыльев, наблюдаемых на теневых снимках в плоскости, нормальной хорде крыла, с полученными в расчетах [10] указывает на существенное влияние вязкости, которое наиболее сильно проявляется при отрыве турбулентного пограничного слоя на стенках крыла. На фиг. 1 приведена величина угла θ , который составляет скачок уплотнения, замыкающий область завихренного течения в плоскости симметрии около крыла ($\beta = 45^\circ$), с направлением скорости соответствующего однородного потока (кривая 1 — экспериментальные данные, 2 — численный расчет [10], 3 — положение ударной волны на эквивалентном клине). Из приведенных зависимостей следует, что экспериментальное положение замыкающего скачка уплотнения в плоскости симметрии течения во всем диапазоне углов атаки опережает поло-



Фиг. 1



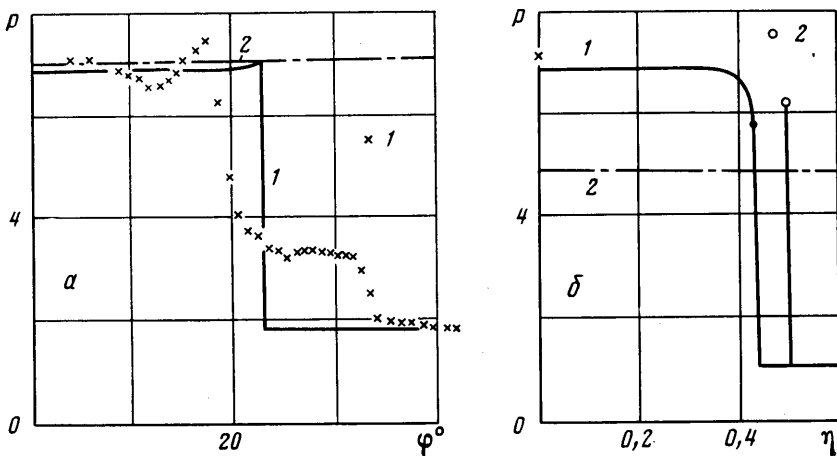
Фиг. 2

жение ударной волны на эквивалентном клине и его расчетное положение. Последнее связано как с толщиной вытеснения пограничного слоя, так и с эффективной формой тела: крыло — зоны отрыва. Скачки на графиках зависимостей соответствуют переходам от регулярного взаимодействия ударных волн, идущих с передних кромок, к маховскому.

Уже при малых углах атаки ($\alpha \sim 10^\circ$), когда отрывная область еще не развита, обнаруживается заметное различие экспериментального (кривая 1) и расчетного (кривая 2) значений угла θ ударной волны, замыкающей область завихренного течения за регулярным взаимодействием в плоскости симметрии крыла скачков уплотнения, присоединенных к передним кромкам. Это связано с «вытесняющим» действием на замыкающий скачок уплотнения в окрестности плоскости симметрии толщины пограничного слоя, которая быстро растет в окрестности ребра V-образного крыла с уменьшением угла раскрытия γ . Близость расчетного давления [10] за указанным скачком уплотнения и давления на эквивалентном клине, обусловленная малым различием значений углов θ ударных волн в расчете и около эквивалентного клина (кривые 2, 3), позволяет оценить величину эффективного угла отклонения потока, создаваемого в плоскости симметрии толщиной вытеснения пограничного слоя, по положению замыкающего скачка, полученному в эксперименте (кривая 1). Этот угол оказывается равным $1,5-2^\circ$.

Развитие отрывной области при увеличении угла атаки, связанное с ростом интенсивности внутренней ударной волны, падающей на стенку крыла, приводит к обтеканию нового эффективного тела и еще более быстрому изменению режима взаимодействия скачков уплотнения, идущих от передних кромок, в плоскости симметрии течения. Уже при $\alpha = 18^\circ$ в эксперименте наблюдается маховское взаимодействие, переход к которому от регулярного осуществляется в расчетах при $\alpha \approx 25^\circ$. Трансформация формы отрывной зоны, происходящая с ростом угла атаки, влечет за собой изменение структуры течения вдоль ее внешнего обвода, где уже при $\alpha \approx 15^\circ$ появляются трансзвуковые зоны с замыкающими скачками уплотнения.

Качественно структура течения около крыла перестраивается при углах атаки $\alpha \geq 25^\circ$ (фиг. 2, $\alpha = 25^\circ$), когда косою скачок уплотнения над отрывной зоной начинает взаимодействовать с ударной волной, присоеди-

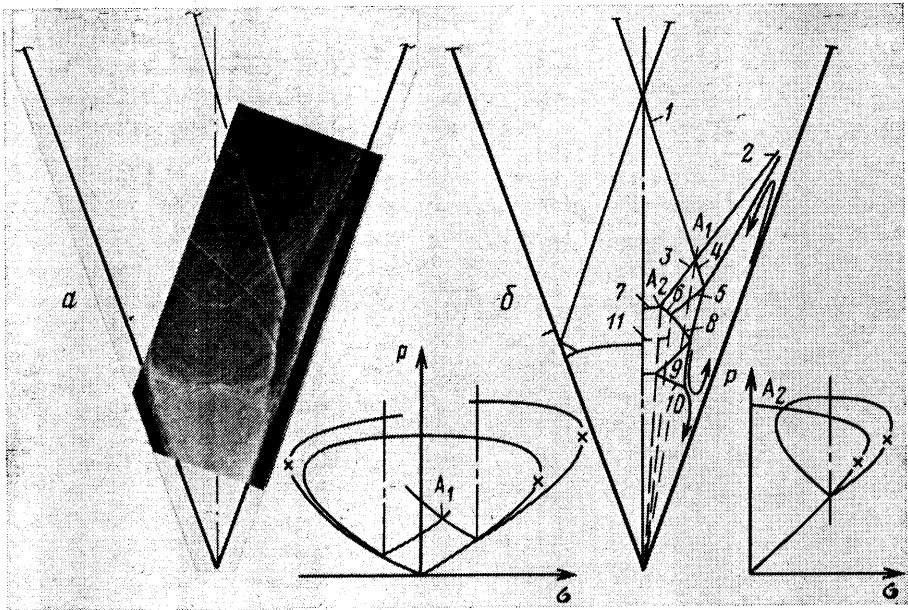


Фиг. 3

ненной к передней кромке. Поток над отрывной зоной, состоящий из частиц, прошедших систему косых скачков уплотнения, постепенно, с увеличением угла атаки приобретает характер течения в сверхзвуковой перерасширенной струе в спутном потоке с ярко выраженными скачками уплотнения, которая, обтекая выпуклый обвод отрывной области, со сверхзвуковой скоростью ударяется в стенку крыла. Заметим только, что в данной задаче это происходит в коническом течении на сфере.

На фиг. 3 представлены распределения давления $P = p/p_\infty$ на стенке (фиг. 3, а) и в плоскости симметрии течения (фиг. 3, б) крыла ($\beta = 45^\circ$, $\alpha = 25^\circ$), отнесенного к статическому давлению p_∞ . На экспериментальных зависимостях давления на стенке наблюдается характерная для отрыва турбулентного пограничного слоя эпюра с увеличивающимся пиком в области присоединения оторвавшегося потока, соответствующим увеличению интенсивности удара присоединяющихся струй газа в стенку крыла с ростом угла атаки. Высокое значение давления в области присоединения приводят к интенсивному растеканию газа в обе стороны от линии присоединения, причем при углах атаки $\alpha \geq 22,5^\circ$ реализуется минимум давления между линией растекания и ребром крыла, что обусловлено выравниванием давления во внутренней области течения. Последующий подъем давления связан с торможением газа в окрестности ребра. Обращает на себя внимание соотношение уровней давления за замыкающим скачком уплотнения на оси симметрии течения (точка 2) и в ребре крыла (точка 1). При углах атаки $10^\circ \leq \alpha \leq 17,5^\circ$ они качественно повторяют соотношение расчетных величин давления [10], а при $\alpha \geq 20^\circ$ — соотношение расчетных величин давления, наблюдаемое лишь при $\alpha \geq 25^\circ$, что связано с более ранним переходом в эксперименте режима взаимодействия ударных волн, идущих с передних кромок, от регулярного к маховскому (фиг. 1).

Эмпирические зависимости [12] для положения линии отрыва турбулентного пограничного слоя относительно нормально падающего на стенку плоского скачка уплотнения в конических течениях и размеров отрывной области оказались пригодными и в случае падения на стенку криволинейных ударных волн (фиг. 2, б). Этот факт совместно с хорошим согласием величин давления «плато» в отрывных конических и плоских течениях при равных числах Маха скорости, нормальной к линии отрыва [13], позволяет предсказывать режимы течения с коренной перестройкой конфигурации ударных волн в ударном слое, когда скачок уплотнения над отрывной областью начинает взаимодействовать с головной ударной волной.



Фиг. 4

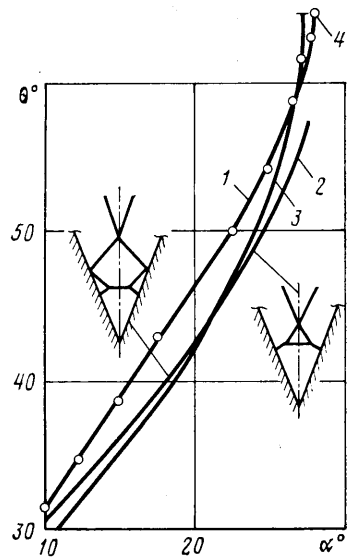
Положение косо́го скачка уплотнения над отрывной областью рассчитывается по известному критериальному соотношению [14] для плоских отрывных течений с использованием величины числа Маха скорости, нормальной линии отрыва, положение которой рассчитывается по формулам [12]. На фиг. 2, б ($\beta=45^\circ$, $\alpha=25^\circ$) штриховой линией нанесено расчетное положение косо́го скачка уплотнения над областью отрыва, откуда следует, что предложенная методика дает правильную оценку углов атаки, при которых развитая отрывная область начинает взаимодействовать с головной ударной волной. Для крыла с $\beta=45^\circ$ расчетный косо́й скачок уплотнения над отрывной областью приходит на головную плоскую ударную волну выше тройной точки ее ветвления при $\alpha \approx 25^\circ$, что и наблюдается в эксперименте.

На фиг. 4 приведены данные о структуре течения около крыла ($\beta=90^\circ$, $\alpha=20^\circ$). Обращает на себя внимание отличная от расчетной (фиг. 4, б) конфигурация ударных волн в окрестности плоскости симметрии, наблюдаемая уже при небольших углах атаки ($\alpha \sim 10^\circ$), с двумя следующими друг за другом мостообразными скачками уплотнения. С увеличением угла атаки угловое расстояние между ними растет и второй скачок уплотнения на режимах обтекания, соответствующих $\alpha \geq 17,5^\circ$, увеличивает свою интенсивность и замыкает сверху по потоку конически дозвуковую область течения в окрестности ребра V-образного крыла. Существование такого скачка уплотнения, особенно в окрестности плоскости симметрии, безусловно, связано с наличием отрыва пограничного слоя и требует объяснения.

Во всех случаях обтекания крыла с $\beta=90^\circ$ отрывная область существует под обоими последовательными падающими на стенку крыла скачками уплотнения, имеющими место в теории (фиг. 4) (косо́м, регулярно отраженным, и «маховской ножкой»). Постепенно увеличиваясь в размерах, область отрыва существенно влияет на структуру возмущенного течения. Так, если в теории при $\alpha > 20^\circ$ имеет место маховская ножка, падающая на стенку крыла, то в эксперименте наблюдается совершенно отличная схема течения.

Проверка показала пригодность формул [12] для определения размеров и положения отрывной области и в случае падения на турбулентный пограничный слой системы ударных волн (фиг. 4, б), если расчет проводить для эквивалентного скачка уплотнения (отмечен чертой на стенке крыла), нормально падающего на стенку и имеющего интенсивность, равную интенсивности системы ударных волн, положение которого относительно направления однородного потока на стенке мало отличается от положения системы.

На фиг. 5 представлена зависимость положения θ мостообразного скачка уплотнения, расположенного в однородном потоке за регулярно взаимодействующими в плоскости симметрии течения скачками уплотнения, присоединенными к передней кромке (кривая 1 — эксперимент, 2 — теория [10]), и ударной волны на эквивалентном клине (кривая 3) от угла атаки α . Во всем диапазоне углов атаки $\alpha \geq 10^\circ$ наблюдается опережение положения мостообразного скачка в эксперименте относительно его положения в расчете [10]. Следует обратить внимание на то, что скачок уплотнения на эквивалентном клине в однородном потоке за регулярно взаимодействующими в плоскости симметрии ударными волнами раньше достигает положения, соответствующего сильному решению (указано чертой на кривой 3), чем мостообразный скачок в эксперименте (точка 4 на кривой 1). Точка пересечения кривых 2 и 3 соответствует расчетному режиму обтекания «внутреннего» V-образного крыла с передней кромкой, совпадающей с местом падения на стенку отраженного от плоскости симметрии плоского скачка уплотнения.

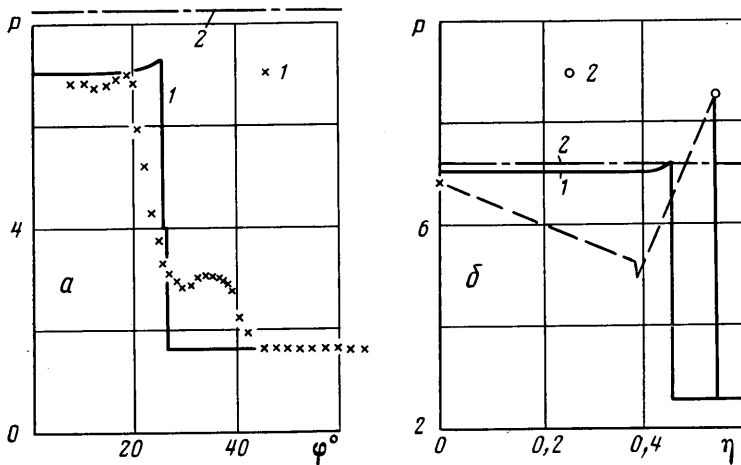


Фиг. 5

На фиг. 6 приведены расчетные и экспериментальные данные по распределению давления на стенке крыла с $\beta = 90^\circ$. Здесь так же, как и для крыла с $\beta = 45^\circ$, наблюдается распределение давления (точки 1), характерное для отрыва турбулентного пограничного слоя. Различия расчетных и экспериментальных распределений давления в окрестности ребра связаны с общей перестройкой структуры течения в возмущенной области, обусловленной наличием зоны отрыва, причем возникшей в результате падения на стенку крыла последовательно косо и нормального скачков уплотнения (фиг. 4), что не имело места около крыла с $\beta = 45^\circ$.

Обратимся к анализу причин, приводящих к образованию в окрестности плоскости симметрии двух следующих друг за другом мостообразных скачков уплотнения (фиг. 4, а). Наличие зоны отрыва турбулентного пограничного слоя в значительной степени оказывает влияние на течение в возмущенной области, поскольку ее профиль обтекается сверхзвуковым потоком газа, эффективно передающим возмущения от зоны отрыва вниз по потоку. Поэтому структура течения как в деталях, так и по существу отличается от имевшей место в численном решении [10].

На фиг. 4, б представлены схема течения и типы взаимодействия ударных полей в точках A_1 и A_2 , характерные для обтекания V-образного крыла при углах атаки $\alpha \geq 17,5^\circ$. Плоская ударная волна, идущая от передней кромки, регулярно отражается от плоскости симметрии скачком уплотнения 1, который в точке A_1 взаимодействует со скачком уплотнения 2, вызванным зоной отрыва и имеющим интенсивность, равную давлению «плато», измеренному в эксперименте. Один из слабых скачков уплотнения 3, исходящих из точки A_1 , уходит к плоскости симметрии, другой — 4



Фиг. 6

отражается от дозвукового течения под разделяющей линией тока отрывной зоны скачком уплотнения 5 по схеме [15], за которым следует волна разрежения в соответствии с формой внешнего обвода отрывной зоны, направленной выпуклостью внутрь возмущенной области.

Ветвление в точке A_2 рассчитывалось в предположении, что интенсивность приходящего скачка 3 равна его интенсивности в точке A_1 . Скачок уплотнения 3 ветвится в точке A_2 на два сильных: 6 и 7, а ударная волна 5, возникшая в результате отражения скачка уплотнения 4 от отрывной области, приходит на ударную волну 6, исходящую из точки A_2 . Провзаимодействовав со скачком уплотнения 5, ударная волна 6 переходит в слабый скачок 8, падающий на зону отрыва и отражающийся от нее по схеме [15] скачком 9. Наблюдаемое на теневой фотографии течения проникание отраженного скачка уплотнения 9 через возмущенную область к плоскости симметрии свидетельствует о том, что волны разрежения, вызванные разгоном потока вдоль обвода зоны отрыва, выпуклой в сторону плоскости симметрии течения, проходя через скачок 8, приводят к переходу от дозвукового течения за скачками 6 и 7 через скорость звука на некоторой линии 11 к сверхзвуковому режиму течения на сфере.

Уровень статического давления за скачком уплотнения 8, рассчитанный для частиц газа, прошедших точку A_1 , в предположении однородности потоков между ударными волнами 4, 5 и 8, значительно ниже уровня давления за скачком уплотнения 7, что и обуславливает разгон потока в окрестности плоскости симметрии до сверхзвуковых скоростей на сфере.

Вниз по потоку за точкой падения скачка уплотнения 8 на отрывную область частицы газа вновь ускоряются, обтекая выпуклую в сторону возмущенной области зону отрыва. При этом ($\alpha \leq 17,5^\circ$) возникает местная трансзвуковая зона с замыкающим скачком уплотнения 10, которая с увеличением угла атаки ($\alpha \geq 17,5^\circ$) смыкается со сверхзвуковым течением за скачком уплотнения 9, а скачок 10 начинает составлять вместе со скачком 9 единую ударно-волновую структуру (фиг. 4, б), за которой течение дозвуковое.

При углах атаки $\alpha \geq 17,5^\circ$ пути смещения от точки отрыва до точки падения скачка уплотнения 4 на отрывную область оказывается достаточно, чтобы поток под разделяющей линией тока разогнался до сверхзвуковых скоростей. На теневых снимках течения наблюдается проникание скачка уплотнения 4 внутрь области отрыва под разделяющую линию тока. Это же имеет место и для других ударных волн, приходящих на внешний обвод отрывной области вниз по течению.

Примем допущение, что давление на оси симметрии перед мостообраз-

ным скачком уплотнения, замыкающим внутреннюю эллиптическую область течения, падает до давления p_1 , равного расчетному за скачком 8. Это позволяет приближенно рассчитать течение и определить интенсивность ударных волн, образующихся внутри возмущенной области, измеряя их положение по теневым снимкам.

В сферической системе координат уравнение движения в проекции на луч, исходящий из носика крыла, для плоскости симметрии запишется в виде $du/d\theta=v$, где u и v — соответственно проекции скорости газа на луч и по нормали к нему, θ — угол, отсчитываемый в плоскости симметрии течения.

Поскольку угловые расстояния от мостообразного скачка уплотнения 7 до ударной волны 9 (фиг. 4, б) малы по сравнению с углом между направлением скорости за скачком 7 и самим скачком, то указанное уравнение движения можно приближенно проинтегрировать

$$u_1 = \int_{\theta_0}^{\theta_1} v d\theta + u_0 \approx v_0 \Delta\theta + u_0 \quad (1)$$

Здесь u_0 и v_0 — значения скоростей u и v за мостообразным скачком уплотнения 7, $\Delta\theta = \theta_1 - \theta_0$ — угловое расстояние между скачками 7 и 9, u_1 — значение скорости u перед скачком 9. Интеграл Бернулли и условие изэнтропичности течения дают соотношение для определения полной скорости V_1 частиц газа перед скачком уплотнения 9 в плоскости симметрии течения по известным значениям параметров за скачком уплотнения 7 и величине давления p_1

$$\left(\frac{V_1}{V_0}\right)^2 = 1 + \frac{2}{(k-1)M_0^2} \left[1 - \left(\frac{p_1}{p_0}\right)^{(k-1)/k} \right] \quad (2)$$

Используя (1) и (2), находим составляющую скорости v_1 и соответствующее ей число Маха M_1 (согласно расчетам, $M_1 > 1$), а также интенсивность скачка уплотнения 9.

На фиг. 6, б нанесено (точка 2) значение давления за скачком уплотнения 7 в плоскости симметрии течения, вычисленное по его положению на теневых снимках (фиг. 4). Ступенькой указано положение и перепад давления в скачке 9. Соответствующие уровни давления условно соединены штриховыми линиями. Расчеты, проведенные по указанной методике с использованием экспериментальных данных, показали, что интенсивность второго скачка уплотнения 9 (фиг. 4) в плоскости симметрии течения увеличивается с ростом угла атаки, что согласуется с результатами оптического метода исследования, о чем говорилось выше.

Таким образом, наличие зоны отрыва на стенке V-образного крыла с углом $\beta = 90^\circ$ не только изменяет характер распределения давления в плоскости симметрии течения по сравнению с расчетным [10], но и приводит к совершенно другой структуре течения в ее окрестности.

Картина течения около крыла с углом $\beta = 30^\circ$ развивается качественно так же, как и для крыла с углом $\beta = 45^\circ$. В соответствии с результатами теории [9] переход в плоскости симметрии от регулярного взаимодействия ударных волн, присоединенных к передним кромкам, к маховскому реализуется при угле атаки $\alpha \approx 8,9^\circ$, в эксперименте — уже при $\alpha \approx 7,5^\circ$. Развитие отрывной области приводит к ее непосредственному влиянию на головную ударную волну при углах атаки $\alpha \geq 25^\circ$, при этом по обводу зоны отрыва осуществляется конически сверхзвуковое течение с множественными скачками уплотнения. Во всем диапазоне углов атаки $\alpha \geq 7,5^\circ$ экспериментальное положение мостообразного скачка уплотнения в плоскости симметрии течения опережает его расчетное положение [9, 10] и положение ударной волны на эквивалентном клине.

Однако в режимах обтекания V-образного крыла с $\beta=30^\circ$ имеются особенности. Так, при угле атаки $\alpha \approx 32,5^\circ$ коническое течение разрушается — ударная волна отсоединяется от вершины крыла. Заметим, что указанный режим течения реализуется при угле атаки, меньшем расчетного ($\alpha = 33,8^\circ$), с сильной ударной волной, присоединенной к передней кромке. Значит, при $\alpha \geq 33,8^\circ$ конический характер течения снова восстановится, в частности при $\alpha > 33,8^\circ$ волна отойдет от передних кромок (см. [7]), что и наблюдается в эксперименте.

В заключение отметим, что в целом интеграл сил давления, наблюдаемых в эксперименте, близок к расчетному [10] и, следовательно, реальная нормальная сила, действующая на крыло при наличии отрыва турбулентного пограничного слоя, может быть оценена по величине нормальной силы, полученной в рамках теории идеального газа.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Küchemann D.* Hypersonic aircraft and their aerodynamic problems // Progress Aeronaut. Sci. Perg. Press. 1965. V. 6. P. 271–353.
2. *Гонор А. Л., Остапенко Н. А.* Гиперзвуковое обтекание крыльев с маховской системой ударных волн // Изв. АН СССР. МЖГ. 1972. № 3. С. 104–116.
3. *Остапенко Н. А.* К задаче о гиперзвуковом обтекании V-образного крыла с отсоединенной ударной волной на передних кромках // Тр. Ин-та механики МГУ. 1976. № 44. С. 21–29.
4. *Лапыгин В. И.* О решении задачи обтекания V-образного крыла с сильной ударной волной на передней кромке // Изв. АН СССР. МЖГ. 1973. № 3. С. 114–119.
5. *Гонор А. Л., Казаков М. Н., Швец А. И.* Экспериментальное исследование сверхзвукового обтекания V-образных крыльев // Тр. Ин-та механики МГУ. 1970. № 1. С. 58–70.
6. *Зайцев Ю. И., Келдыш В. В.* Об отсоединении скачка уплотнения от кромки стреловидного V-образного крыла // Уч. зап. ЦАГИ. 1972. Т. III. № 2. С. 135–139.
7. *Зубин М. А., Остапенко Н. А.* Экспериментальное исследование некоторых особенностей сверхзвукового обтекания V-образных крыльев // Изв. АН СССР. МЖГ. 1975. № 4. С. 130–135.
8. *Зубин М. А., Лапыгин В. И., Остапенко Н. А.* Теоретическое и экспериментальное исследование структуры сверхзвукового обтекания тел звездобразной формы и их аэродинамических характеристик // Изв. АН СССР. МЖГ. 1982. № 3. С. 34–40.
9. *Остапенко Н. А.* О всплывании точки Ферри на наветренной стороне V-образных крыльев // Докл. АН СССР. 1986. Т. 287. № 2. С. 295–298.
10. *Зубин М. А., Остапенко Н. А.* О структуре течения около наветренной стороны V-образных крыльев с присоединенной ударной волной на передних кромках // Изв. АН СССР. МЖГ. 1986. № 1. С. 122.
11. *Алексеев В. Н., Семченко В. В.* Исследование конических течений новым оптическим методом // Научная конф. Москва, 22–24 мая 1972 г. Ин-т механики МГУ. Тезисы докл. изд. Ин-та мех. МГУ, 1972. С. 4–5.
12. *Зубин М. А., Остапенко Н. А.* Геометрические характеристики отрыва турбулентного пограничного слоя при взаимодействии с прямым скачком уплотнения в конических течениях // Изв. АН СССР. МЖГ. 1983. № 6. С. 43–51.
13. *Зубин М. А., Остапенко Н. А.* Структура течения в отрывной области при взаимодействии прямого скачка уплотнения с пограничным слоем в угле // Изв. АН СССР. МЖГ. 1979. № 3. С. 51–58.
14. *Петров Г. И., Лихущин В. Я., Некрасов И. П., Соркин Л. И.* Влияние вязкости на сверхзвуковой поток со скачками уплотнения // Тр. ЦИАМ. М.: Оборонгиз. 1952. № 224. С. 1–14.
15. *Черный Г. Г.* Влияние дозвуковой части пограничного слоя на положение скачков уплотнения // Теоретическая гидромеханика. М.: Оборонгиз, 1952. № 9. С. 63–95.

Москва
Институт механики МГУ

Поступила в редакцию
28.IV.1988