

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОГО СВЕРХЗВУКОВОГО ТЕЧЕНИЯ ГАЗА В ОБЛАСТИ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ ПЕРЕСЕКАЮЩИХСЯ ПОВЕРХНОСТЕЙ

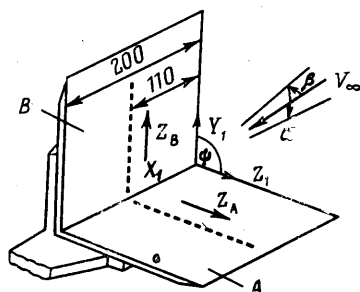
В. С. ДЕМЬЯНЕНКО

(Новосибирск)

Современный высокоскоростной летательный аппарат представляет собой сложную пространственную конфигурацию, обтекание которой сверхзвуковым потоком газа сопровождается возникновением многочисленных локальных зон взаимодействия течений, в частности в окрестности пересечения различных поверхностей. Такие течения характеризуются пространственными системами ударных волн и волн разрежения, а вблизи поверхностей — взаимодействием пограничных слоев и в основном ударных волн с пограничным слоем.

В общем случае угловые конфигурации образуются в результате пересечения или сопряжения неплоских поверхностей со стреловидными или затупленными передними кромками. Это делает практически невозможным получение более или менее строгого теоретического решения задачи течения газа в них и существенно затрудняет экспериментальное исследование. Поэтому представляет интерес изучение физических особенностей течения газа в угловых конфигурациях простейшей формы [1-3].

В статье рассматриваются результаты экспериментального исследования характерных особенностей симметричного и несимметричного взаимодействия течений сжатия, расширения и смешанного взаимодействия в области интерференции плоских поверхностей, пересекающихся под углом меньше 180° .



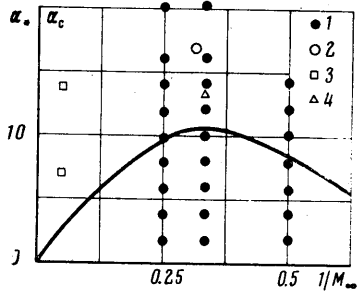
Фиг. 1

1. Эксперименты проведены в сверхзвуковой трубе при числах Маха $M_\infty = 2, 3, 4$ и Рейнольдса $Re_\infty \approx (25-60) \cdot 10^6$ (на 1 м) на моделях двугранных углов $\psi = 45, 90$ и 135° , образованных квадратными пластинами с острыми кромками (Фиг. 1). Изучались поля полных давлений, системы скачков уплотнения и волн разрежения, распределение давления и картины течения вблизи поверхности. Пластины имели по 50 дренажных отверстий диаметром 0,5 мм, расположенных в сечении $x_1 = 110$ мм с шагом $3 \div 5$ мм. В случае симметричного обтекания вектор скорости набегающего потока V_∞ находился в биссекторной плоскости; угол атаки α_c — угол между этим вектором и ребром двугранного угла — изменялся от -4 до 20° . В случае несимметричного обтекания пластина А при нулевом угле атаки располагалась горизонтально; угол скольжения β устанавливался посредством поворота модели относительно вертикальной оси и изменялся от -12 до 12° ; угол атаки α — при помощи специального механизма аэродинамических весов. Углы α и β считались положительными при сжатии потока соответствующей гранью двугранного угла.

2. При обтекании пересекающихся поверхностей сверхзвуковым потоком газа в области интерференции имеет место взаимодействие головных ударных волн. Применительно к V-образным крыльям теоретически [4-6] и экспериментально [7, 8] показано, что в зависимости от различных параметров реализуется как регулярное, так и нерегулярное взаимодействие головных скачков уплотнения. Что касается двугранных углов с прямыми передними кромками, то в теоретических [9] и экспериментальных [1-3]

работах исследовано пока только регулярное взаимодействие головных скачков в прямом двугранном угле.

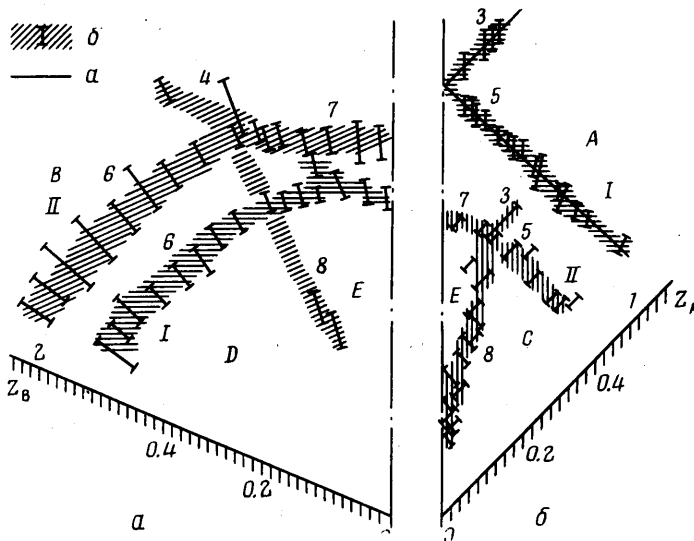
Для оценки характера взаимодействия головных скачков уплотнения в случае симметричного обтекания двугранных углов меньше 180° были проведены на основании теории ударных волн расчеты величины предельного угла атаки α_* , при котором происходит перестройка характера взаимодействия. При этом течение вне области интерференции рассчитывалось как невязкое течение со скольжением около острого клина. Далее задача решалась в плоскости, нормальной к линии пересечения головных скачков, как задача об отражении косого скачка уплотнения от стенки. Для прямого двугранного угла расчетная зависимость α_* от $1/M_\infty$ показана на фиг. 2 сплошной линией. Там же приведены значения исследованных в различных работах углов атаки α_c ребра.



Фиг. 2

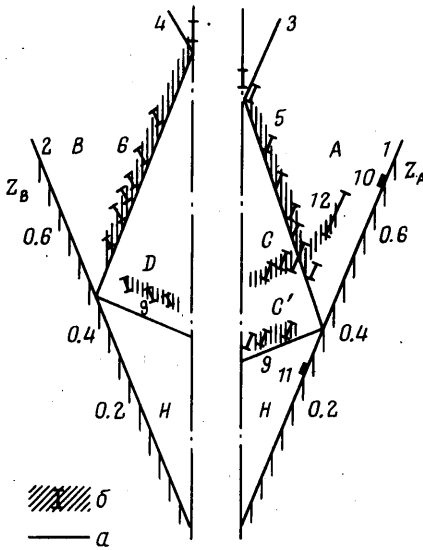
Измерения распределения давления p_0 , выполненные при помощи гребенки приемников полного давления, показали, что в диапазоне углов атаки α_c от 0 до 20° в угле $\psi=45^\circ$ реализуется регулярное взаимодействие головных скачков; для угла 90° $\alpha_* \approx 10-12^\circ$, что соответствует теоретическому значению. Из теоретического анализа и сравнения с экспериментальными данными следует, что уменьшение двугранного угла, начиная от 180° , приводит к нелинейному увеличению величины α_* , особенно при $\psi < 90^\circ$.

3. Рассмотрим симметричное обтекание угловой конфигурации. В углах меньше 180° при положительных углах атаки, когда в области интер-

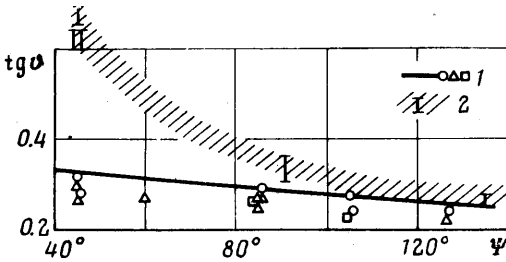


Фиг. 3

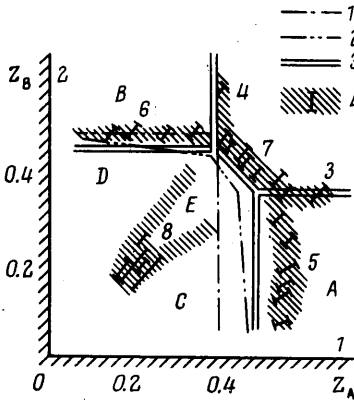
ференции имеет место взаимодействие течений сжатия, система газодинамических разрывов может быть построена на основании простой теории ударных волн [10]. Однако вследствие взаимодействия внутренних ударных волн с пограничным слоем на поверхностях теоретическая картина течения в области интерференции может не соответствовать дейст-



Фиг. 4



Фиг. 5



Фиг. 6

вительности. Для изучения действительной картины течения и проверки возможности использования модели идеального газа были проведены измерения полей давления в двугранных углах 45° , 90° , 135° и по положениям разрывов кривых давления построены в конических координатах системы газодинамических разрывов (фиг. 3–5). На фиг. 3–5 и 6 приняты следующие обозначения: 1, 2 – грани угла; 3, 4 – головные скачки уплотнения; 5, 6 – внутренние скачки; 7 – угловой скачок; 8 – тангенциальный разрыв; 9 – отраженный скачок; 10, 11 – отрыв и присоединение пограничного слоя; 12 – скачок уплотнения, генерируемый в окрестности отрыва пограничного слоя; А, В, С, С', D, E, H – зоны течения; а – расчет; б – эксперимент; $Z_{A, B} = z_{A, B}/x_1$.

Эксперименты показали, что для угла 135° характерно нерегулярное взаимодействие скачков уплотнения (фиг. 3, а. I – $M_\infty = 2$, $\alpha_c = 3.9^\circ$; II – $M_\infty = 2$, $\alpha_c = 12.6^\circ$). При малых углах атаки внутренний скачок б близок по форме к коническому и при приближении к грани ослабляется. В зоне D, судя по характеру распределения давления p_0 , происходит близкое к изэнтропическому торможение потока по направлению к ребру угла. С увеличением угла атаки растет интенсивность внутренних скачков и уменьшается их кривизна, однако характер течения в зоне D, по-видимому, не изменяется. В соответствии с ослаблением внутренних скачков вблизи граней давление на поверхности в исследованных условиях обтекания ($M_\infty = 2-4$, $\alpha_c \leq 16.6^\circ$) довольно плавно увеличивается до давления в окрестности ребра угла и градиенты давления недостаточны для того, чтобы вызвать отрыв пограничного слоя на гранях.

При обтекании угла 90° в экспериментах наблюдались системы скачков уплотнения как с регулярным, так и с нерегулярным взаимодействием.

ем головных скачков 3 (фиг. 3, б. I— $M_\infty=2$, $\alpha_c=5.4^\circ$; II— $M_\infty=3$, $\alpha_c=20.4^\circ$). Характерно, что внутренние скачки 5 по форме близки к плоским и падают на грани I примерно под прямым углом. Течение в зонах A, C и E, за исключением примыкающих к разрывам участков, близко к равномерному. Тангенциальные разрывы 8, как и в работах [2, 3], сливаются прежде, чем они достигают ребра. Интенсивность внутренних скачков в угле 90° больше, чем в угле 135° , поэтому в экспериментах наблюдались сильные возмущения пограничного слоя на гранях и отрыв его. Следствие этого реального область интерференции не ограничивается внутренними скачками 5, как это следует из модели невязкого газа, а имеет существенно большую протяженность. Усложняется характер распределения давления. Характерные особенности подобного трехмерного взаимодействия скачков уплотнения с пограничным слоем рассмотрены в [11, 12].

Иная картина течения имеет место в углах меньше 90° . На фиг. 4 приведены экспериментальные и теоретические данные о системе скачков в угле 45° при числе $M_\infty=3$ (I— $\alpha_c=3.9^\circ$; II— $\alpha_c=20.2^\circ$). Теоретическое положение головных 3, 4, внутренних 5, 6 и отраженных 9 скачков получено в результате расчетов по соотношениям для косоугольного скачка уплотнения с учетом скольжения. При этом все скачки предполагаются «слабыми». Сравнение экспериментальных и расчетных данных показывает, что система головных и внутренних скачков может быть удовлетворительно рассчитана в рамках теории ударных волн.

Структура невязкого течения в угле меньше 90° определяется главным образом системой головных, внутренних и отраженных скачков уплотнения. Область интерференции ограничена плоскостями внутренних скачков и гранями угла, при этом возрастание давления в области интерференции происходит в основном при переходе через внутренний и отраженный скачки уплотнения. Зоны A, B и C, D — зоны равномерного течения, которое нетрудно рассчитать в рамках теории невязкого газа. В зоне, заключенной между отраженными скачками уплотнения 9 и гранями угла 1, 2 имеет место система газодинамических разрывов малой интенсивности, которые оказывают на распределение давления незначительное влияние.

Присутствие вязкого пограничного слоя на гранях способствует оттеснению системы головных и внутренних скачков уплотнения от ребра угла и значительному расширению области интерференции в случае отрыва пограничного слоя на гранях под воздействием внутренних скачков уплотнения. В этом случае вверх по потоку от зоны отрывного течения утолщение пограничного слоя генерирует веер волн сжатия, объединяющихся в скачок уплотнения 12, который, взаимодействуя со скачком 5, сужает зону C невязкого течения. В образующейся при этом зоне C' реализуется течение, в котором имеет место взаимодействие отраженного от плоскости симметрии скачка уплотнения с веером волн разрежения, исходящим от зоны отрывного течения в результате обтекания ее невязким потоком. В окрестности присоединения оторвавшегося пограничного слоя генерируется серия волн сжатия, образующая скачок уплотнения 9. Далее вниз по потоку от скачка 9 располагается зона H, течение в которой осложняется серией отраженных волн малой интенсивности и их взаимодействием с пограничным слоем на гранях, а также взаимодействием пограничных слоев в некоторой окрестности ребра угла.

Расчетные оценки влияния угла стреловидности χ передних кромок граней на характеристики течения в двугранном угле 45° показали, что с ростом χ уменьшается диапазон углов атаки, соответствующий регулярному взаимодействию. Это происходит вследствие уменьшения нормальной к линии пересечения головных скачков компоненты скорости невозмущенного потока и увеличения угла между плоскостями головных скачков

при незначительном возрастании их интенсивности. Система головных и внутренних скачков приближается к ребру угла и, следовательно, уменьшаются размеры области интерференции. Однако сравнение экспериментальных значений величины $\operatorname{tg} \vartheta$ (ϑ — угол наклона следа скачка уплотнения в плоскости симметрии к оси X_1) в случае $\chi=0^\circ$ с данными [7] показывает, что с ростом величины двугранного угла ψ влияние χ нелинейно падает и при $\psi=135^\circ$ практически отсутствует (фиг. 5, $\psi=45^\circ$, $M_\infty=4$, $\alpha_c=5, 10$ и 15° : 1 — $\chi=60^\circ$ [7]; 2 — $\chi=0^\circ$, данная работа). Интенсивность внутренних скачков и соответственно давление в зоне C возрастают незначительно, в то время как угол наклона вектора скорости потока в зоне C к ребру двугранного угла существенно уменьшается. Таким образом, стреловидность передних кромок приводит к уменьшению давления в окрестности ребра, что подтверждается сравнением с экспериментальными данными [7].

В случае симметричного обтекания двугранного угла меньше 180° при отрицательном угле атаки взаимодействие характеристик, сходящихся с передних кромок граней, приводит, вообще говоря, к нелинейному уменьшению давления. Характер изменения давления даже в невязкой части течения остается плавным. В экспериментах практически не обнаружено влияние величины двугранного угла на давление в окрестности ребра. Однако увеличение ψ приводит к заметному сужению области интерференции. Это связано с тем, что при одном и том же угле атаки в случае большего двугранного угла около изолированной грани происходит поворот потока на больший угол, а следовательно, имеет место течение с большей скоростью, конус Маха которого определяет границы области интерференции. Увеличение числа M_∞ приводит также к сужению области интерференции и к уменьшению давления в окрестности ребра.

4. Рассмотрим несимметричное обтекание прямого двугранного угла. В случае взаимодействия течений сжатия как головные, так и внутренние скачки уплотнения, соответствующие разным граням угла, имеют различные интенсивности и ориентацию. Внутренние скачки, как и в симметричном случае, близки к плоским по форме и наклонены к грани под углом, близким к прямому. При этом скачок, соответствующий грани, наклоненной к вектору скорости набегающего потока под меньшим углом, имеет меньшую интенсивность и испытывает большее оттеснение от грани (фиг. 6, $M_\infty=3$, $\beta=12.2^\circ$: 1 — $\alpha=4^\circ$; 2 — $\alpha=8.1^\circ$; 3 — $\alpha=12.2^\circ$; 4 — $\alpha=16.4^\circ$). С ростом α и β кривизна скачка уплотнения E уменьшается и он становится примерно плоским. Насколько можно судить по распределению давления p_0 , течение в зонах C и D не отличается сколько-нибудь значительной неравномерностью. Распределение давления p_0 показывает, что в зоне E осуществляется более сложное по характеру течение. Вниз по потоку от скачка уплотнения E происходит сначала некоторое ускорение, а затем, по мере приближения к тангенциальным разрывам и месту их слияния, торможение потока. С ростом интенсивности головных скачков уплотнения протяженность зоны E увеличивается за счет перемещения углового скачка вверх, а места слияния тангенциальных разрывов — вниз по потоку.

То обстоятельство, что тангенциальные разрывы сливаются прежде, чем достигают поверхности граней, отделяя, таким образом, зону течения E от граней угла, а параметры течения в зонах C и D близки друг к другу, позволяет предполагать, что положение, форма и интенсивность углового скачка уплотнения E , а также характеристики течения в зоне E не оказывают существенного влияния на течение в области интерференции вблизи поверхности.

Смешанное взаимодействие течений в двугранном угле имеет место тогда, когда грани ориентированы относительно вектора скорости набегающе-

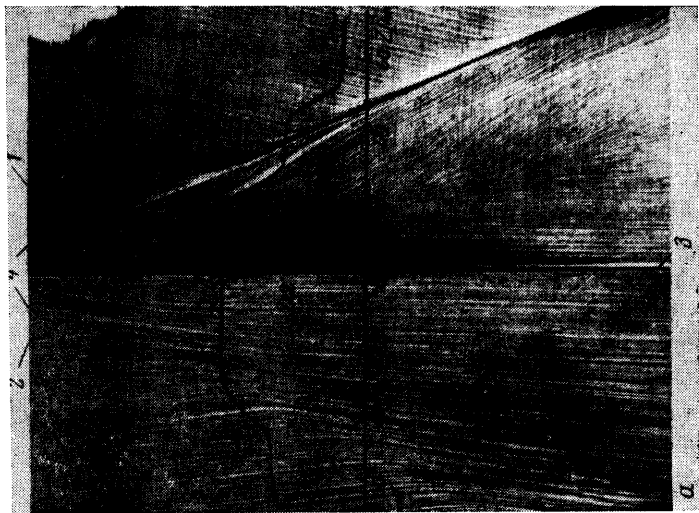
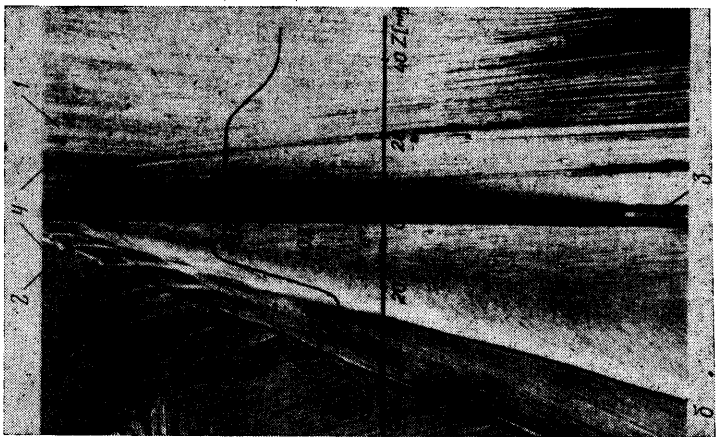
го потока под углами, имеющими разные знаки. В этом случае над одной из граней реализуется течение сжатия с числом Маха, меньшим M_∞ , а над другой — расширения с числом Маха большим M_∞ . Параметры течения в области интерференции зависят от того, какое течение является преобладающим. Так, если грань «сжатия» отклоняет поток на некоторый положительный угол, а грань «расширения» — на равный по величине отрицательный угол, то в области интерференции реализуется течение с параметрами, близкими параметрам набегающего потока: средний коэффициент давления в окрестности ребра $\langle p \rangle \approx 0$. Если же отклонение потока гранью «сжатия» больше, чем гранью «расширения», то $\langle p \rangle > 0$. И наоборот, если отклонение набегающего потока гранью «расширения» больше, чем гранью «сжатия», то $\langle p \rangle < 0$.

На фиг. 7 приведены в качестве иллюстрации некоторые характерные фотографии предельных линий тока и кривые коэффициентов давления в прямом двугранном угле. Характер распределения давления определяется характером взаимодействия внутренних скачков уплотнения с пограничным слоем. В зависимости от интенсивности внутреннего скачка в области интерференции наблюдается либо безотрывное течение с плавным ростом давления и веерообразной картиной предельных линий тока, как это видно слева на фиг. 7, а ($M_\infty=3$; $\beta=12.2^\circ$; $\alpha=4^\circ$) и справа на фиг. 7, б ($M_\infty=4$; $\beta=4^\circ$; $\alpha=16.3^\circ$), либо взаимодействие с отрывом, которому соответствует более сложный характер распределения давления с перегибами и локальными максимумами и минимумами, а также типичная картина предельных линий тока с одной (фиг. 7, а) или двумя (фиг. 7, б) линиями стекания и растекания.

Распределение давления на поверхности при смешанном взаимодействии имеет более сложный характер, чем при взаимодействии течений сжатия и расширения. Давление на грани «сжатия» под действием волн разрежения на участке большой протяженности плавно уменьшается до некоторого среднего давления в окрестности ребра. Давление на грани «расширения» при переходе через внутренний скачок уплотнения растет более круто, а при большой интенсивности скачка вследствие отрыва пограничного слоя имеет все характерные особенности распределения давления в зоне отрыва при взаимодействии скачка уплотнения с пограничным слоем (фиг. 7, в, $M_\infty=3$; $\beta=12.2^\circ$; $\alpha=-4.3^\circ$).

5. Полученные экспериментальные данные позволяют предложить следующую упрощенную модель обтекания сверхзвуковым потоком газа прямого двугранного угла. Набегающий на грань A поток отклоняется в головном скачке уплотнения A (или веере волн разрежения), присоединенном к передней кромке, так что вниз по потоку над изолированной гранью (в области A) имеет место равномерное параллельное плоскости грани сверхзвуковое течение с числом Маха M_A , направленное под некоторым углом δ_A к другой грани (B). Обтекание изолированной грани B происходит аналогичным образом. В области B имеет место сверхзвуковое течение с числом Маха M_B , направленное под углом δ_B к грани A . Далее происходит поворот течения над гранью $A(B)$ на угол $\delta_{A(B)}$. В зависимости от знака угла $\delta_{A(B)}$ этот поворот осуществляется либо в скачке уплотнения, либо в веере волн разрежения. Относительно последних предполагается, что они исходят из вершины двугранного угла, являются плоскими и перпендикулярны поверхности соответствующей грани.

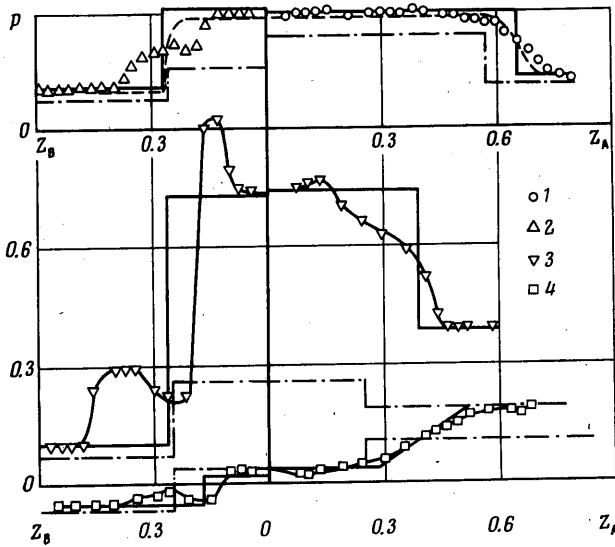
Таким образом, приходящие в область интерференции линии тока набегающего потока претерпевают два последовательных поворота в головных и внутренних скачках уплотнения и волнах разрежения, удовлетворяя граничным условиям на поверхностях изолированных граней и в об-



Фиг. 7

ласти интерференции. Расчет проводится по формулам теории ударных волн и течения Прандтля — Майера.

На фиг. 8 приведено сравнение экспериментальных и расчетных результатов в случае обтекания прямого двугранного угла. Здесь сплошной линией показаны результаты расчета коэффициента давления на поверхности граней предлагаемым приближенным способом, штриховой — методом установления, штрихпунктирной — по линейной теории [12]; 1 — $M_\infty=2$, $\alpha_c=-8.1^\circ$; 2 — $M_\infty=4$, $\alpha_c=12^\circ$; 3 — $M_\infty=4$, $\beta=8^\circ$, $\alpha=20.4^\circ$; 4 — $M_\infty=4$, $\beta=-8.4^\circ$, $\alpha=12.1^\circ$.



Фиг. 8

Расчеты методом установления проведены В. И. Лапыгиным по просьбе автора. Видно, что как численный, так и приближенный расчеты дают вполне удовлетворительное совпадение с экспериментом по величине давления на поверхности граней вне области взаимодействия внутренних скачков с пограничным слоем. В случае сильных скачков уплотнения, вызывающих отрыв пограничного слоя, численный метод, как и любой другой, базирующийся на модели невязкого газа, не в состоянии предсказать сложный характер распределения давления в области отрыва пограничного слоя. Приближенный способ дает приемлемые результаты как по положению внутренних скачков уплотнения, так и по величине давления в области интерференции. Невыполнение условий совместности на тангенциальных разрывах приводит к тому, что в зонах C и D имеют место различные параметры течения. Однако в случае взаимодействия течений сжатия разность давлений в этих зонах, за исключением максимальных исследованных углов атаки, практически незначительна. В случае смешанного взаимодействия эта разность может быть существенна, и для уточнения величины давления в области интерференции можно использовать некоторое среднее значение.

Что касается линейной теории, то в силу предположений, лежащих в ее основе, можно говорить об удовлетворительном соответствии результатов расчета экспериментальным данным лишь в случае малых углов отклонения граней. Следует отметить, что при определенных условиях, а именно в случае разных знаков углов отклонения граней, линейная теория дает значения давления в области интерференции, близкие к эксперименталь-

ным вплоть до больших абсолютных значений α и β , если эти значения близки друг к другу. При этом, однако, может оказаться, что разница между расчетными и экспериментальными значениями на изолированных гранях будет больше, чем в области интерференции.

В случае прямого двугранного угла давление в области интерференции является нелинейной функцией от параметра $\alpha + \beta$, определяемой точными решениями для косоугольного скачка уплотнения и течения Прандтля — Майера [12]. Дальнейшие эксперименты позволили уточнить и обобщить эту корреляцию на случай плоских поверхностей, пересекающихся под углом $\psi = 45 - 135^\circ$. При этом параметром является выражение $\alpha + k\delta$. Эмпирический коэффициент k при $\alpha + \delta > 6^\circ$ приближенно не зависит от $\alpha + \delta$ и слабо зависит от M_∞ и в диапазоне изменения ψ от 45 до 135° является приближенной линейной функцией от ψ : $k \approx 1.5 - \psi/\pi$. Такая корреляция позволяет записать применительно к пересекающимся поверхностям параметр гиперзвукового подобия в виде

$$K = (\alpha + k\delta) \sqrt{M_\infty^2 - 1}$$

где $\alpha + k\delta$ — эффективная «относительная толщина» пересекающихся поверхностей. Этот параметр может быть использован для оценки применимости линейной теории для описания рассматриваемых течений. В частности, в случае взаимно перпендикулярных поверхностей ($k=1$) при $M_\infty = \text{const}$ и $\alpha = \beta$ линейная теория применима до значений α и β , вдвое меньших, чем в плоском случае. Отсюда следует также возможность расширения области применимости линейной теории в случае разных знаков углов атаки и скольжения, если параметр толщины $\alpha + \delta$ при этом остается малым.

Заметим, что эффективная «относительная толщина» растет при уменьшении величины двугранного угла $\psi < 180^\circ$ при прочих равных условиях (например, при $\alpha = \text{const}$ в симметричном случае обтекания). Следовательно, при $M_\infty = \text{const}$ область приемлемого использования линейной теории будет сужаться при уменьшении величины двугранного угла.

Результаты проведенных экспериментов позволяют высказать некоторые замечания относительно эффективности численных методов расчета обтекания двугранных углов с плоскими гранями. В случае слабых внутренних скачков уплотнения, не вызывающих отрыва пограничного слоя, численные методы позволяют получить весьма близкие к действительности параметры течения в области интерференции. В случае отрыва пограничного слоя под воздействием внутренних скачков уплотнения реальное течение существенно сложнее, чем расчетное. Однако и в этом случае численный расчет позволяет вполне удовлетворительно предсказать давление вне зоны отрыва. Таким образом, с точки зрения качественного характера распределения давления приемлемость численных методов, а следовательно, и модели невязкого газа ограничивается сверху критическим отношением давлений вниз и вверх по потоку от внутренних и отраженных скачков уплотнения. Рассматривая для простоты симметричное обтекание, отметим, что при постоянных M_∞ и α уменьшение величины двугранного угла приводит к увеличению суммарной интенсивности внутренних и отраженных скачков уплотнения и, следовательно, к сужению области применимости модели невязкого газа.

С точки зрения соответствия расчетной и реальной систем скачков уплотнения область применимости модели невязкого газа в зависимости от состояния пограничного слоя может быть больше, чем это следует из критического отношения давлений. В случае турбулентного пограничного слоя система скачков уплотнения в зависимости от величины двугранного угла может быть близкой к реальной и в условиях развитого отрыва. Так обстоя-

ит дело, например, в углах $90-180^\circ$. Однако в угле 45° отрыв турбулентного слоя приводит к значительному усложнению системы скачков, так что расчетная модель течения вязкого газа не соответствует действительности.

Поступила 21 1975

ЛИТЕРАТУРА

1. *Charwat A. F., Redekeopp L. G.* Supersonic interference flow along the corner of intersecting wedges. *AIAA Journal*, 1967, vol. 5, No. 3. (Рус. перев.: Сверхзвуковой поток в угле, образованном пересекающимися клиньями. Ракетная техника и космонавтика, 1967, т. 5, 3.)
2. *Watson R. D., Weinstein L. M.* A study of hypersonic corner flow interactions. *AIAA Journal*, 1971, vol. 9, No. 7. (Рус. перев.: Исследование взаимодействия при гиперзвуковом течении в угле. Ракетная техника и космонавтика, 1971, т. 9, 7.)
3. *West J. E., Korkegi R. H.* Supersonic interaction in the corner of intersecting wedges at high Reynolds number. *AIAA Journal*, 1972, vol. 10, No. 5. (Рус. перев.: Структура течения при сверхзвуковом обтекании угла между пересекающимися клиньями в случае больших чисел Рейнольдса. Ракетная техника и космонавтика, 1972, т. 10, 5.)
4. *Келдыш В. В.* Пересечение в пространстве двух плоских скачков уплотнения. *ПММ*, 1966, т. 30, вып. 1.
5. *Лапыгин В. И.* Расчет сверхзвукового обтекания V-образных крыльев методом установления. *Изв. АН СССР. МЖГ*, 1971, № 3.
6. *Лапыгин В. И.* О режимах обтекания V-образных крыльев со сверхзвуковыми передними кромками. *Ин-т мех. МГУ. Научн. тр.* 1971, № 11.
7. *Гонор А. Л., Казаков М. Н., Швец А. И.* Экспериментальное исследование сверхзвукового обтекания V-образных крыльев. *Ин-т мех. МГУ, Научн. тр.* 1970, № 1.
8. *Зайцев Ю. И., Келдыш В. В.* Особые случаи течения вблизи сверхзвуковой кромки и линии пересечения скачков уплотнения. *Уч. зап. ЦАГИ*, 1970, т. 1, № 1.
9. *Михайлов В. Н., Тамилев В. С.* Сверхзвуковой поток в угле, образованном пересекающимися пластинками. *Изв. АН СССР. МЖГ*, 1972, № 2.
10. *Гонор А. Л., Лапыгин В. И., Остапенко Н. А.* Исследование новых форм крыльев для гиперзвуковых полетов. Докл. на XXIV Междунар. астронавт. конгрессе, 7-13 октября 1973. Баку, СССР. М., 1973.
11. *Демьяненко В. С.* Экспериментальное исследование течения в области интерференции пересекающихся поверхностей. В сб.: *Аэрофизические исследования*. Вып. 2, Новосибирск, 1973.
12. *Воробьев Н. Ф.* Обтекание сверхзвуковым потоком двух пересекающихся и двух параллельных крыльев. *Изв. СО АН СССР. Сер. техн. н.*, 1969, № 8, вып. 2.
13. *Демьяненко В. С., Дерунов Е. К.* Обтекание прямого двугранного угла сверхзвуковым потоком. *Изв. СО АН СССР. Сер. техн. н.*, 1971, № 8, вып. 2.