

10. Кталхерман М. Г. Исследование отрывных течений в канале (структура и теплоотдача). Автореф. канд. дис. Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1971.
11. Волчков Э. П., Лебедев В. П., Ядыкин А. Н. Теплообмен при нерасчетном режиме течения с завесой в сопле Лавала. — В кн.: Тепломассообмен VI. Минск, 1980, т. 1, ч. 1.

Поступила 7/IX 1984 г.

УДК 533.6.011:532.526.5

ОСОБЕННОСТИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫХ И ДИФРАКЦИОННЫХ ТЕЧЕНИЙ ПРИ СВЕРХЗВУКОВЫХ СКОРОСТЯХ

М. Д. Бродецкий, А. И. Максимов, А. М. Харитонов

(Новосибирск)

При сверхзвуковом обтекании угловых конфигураций под углами атаки и скольжения возникают пространственные интерференционные и дифракционные явления. К настоящему времени теоретически [1—10] и экспериментально [2, 11—22] в достаточной мере изучены лишь изолированные интерференционные и дифракционные течения, которые реализуются при продольном обтекании внутреннего или внешнего двугранного угла, образованного пересечением плоских поверхностей.

Однако на практике часто встречаются случаи смешанного взаимодействия интерференционных и дифракционных течений, которые реализуются, например, при обтекании областей сопряжения различных элементов летательных аппаратов. Известные теоретические решения аналогичных задач в линейной постановке [1, 3] не учитывают некоторых особенностей реального течения. В связи с этим весьма актуальны экспериментальные исследования таких течений на схематизированных моделях.

Модель пластины с продольным уступом (рис. 1) включает в себя внутренний и внешний прямые двугранные углы, которые условно назовем углами интерференции и дифракции. Экспериментальные исследования по визуализации потока проводились в аэродинамической трубе Т-313 ИТПМ СО АН СССР в широком диапазоне изменения углов атаки и скольжения при числах Маха $M_\infty = 2,27; 3$ и 4 , числах Рейнольдса $Re \approx 26 \cdot 10^6$, $34 \cdot 10^6$ и $52 \cdot 10^6$ (на характерный размер 1 м). Высота продольного уступа h варьировалась от 12,5 до 50 мм.

Положительные углы атаки и скольжения модели соответствовали течениям сжатия, отрицательные — течениям разрежения. Погрешности установки углов α и β не превышали $\pm 0,1^\circ$, а погрешности определения углов наклона линий отрыва и присоединения потока по картинам предельных линий тока $\pm 2^\circ$.

Большинство экспериментов проведено при естественном развитии пограничного слоя на гранях модели. По оценкам на основе результатов масло-сажевой визуализации и прямых измерений перехода по минимуму и максимуму давления за прямым скачком на плоской пластине область перехода ламинарного пограничного слоя в турбулентный находится в пределах 25—130 мм от передней кромки модели. С ростом M_∞ зона перехода смещается назад. Однако вблизи ребра внутреннего угла переход осуществляется прямо около передней кромки модели [23].

По данным [3, 24], наиболее интересная для исследований зона находится в пределах до 2,5—4 условных

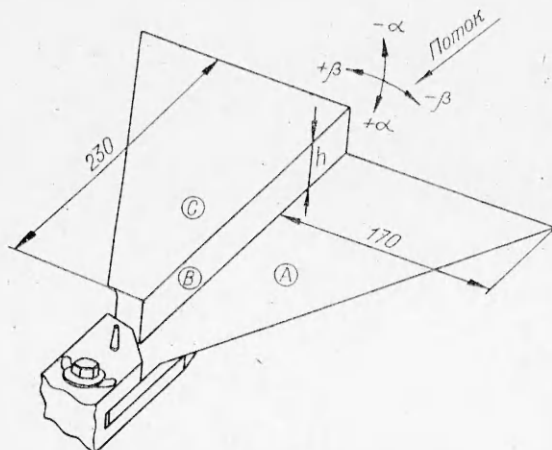
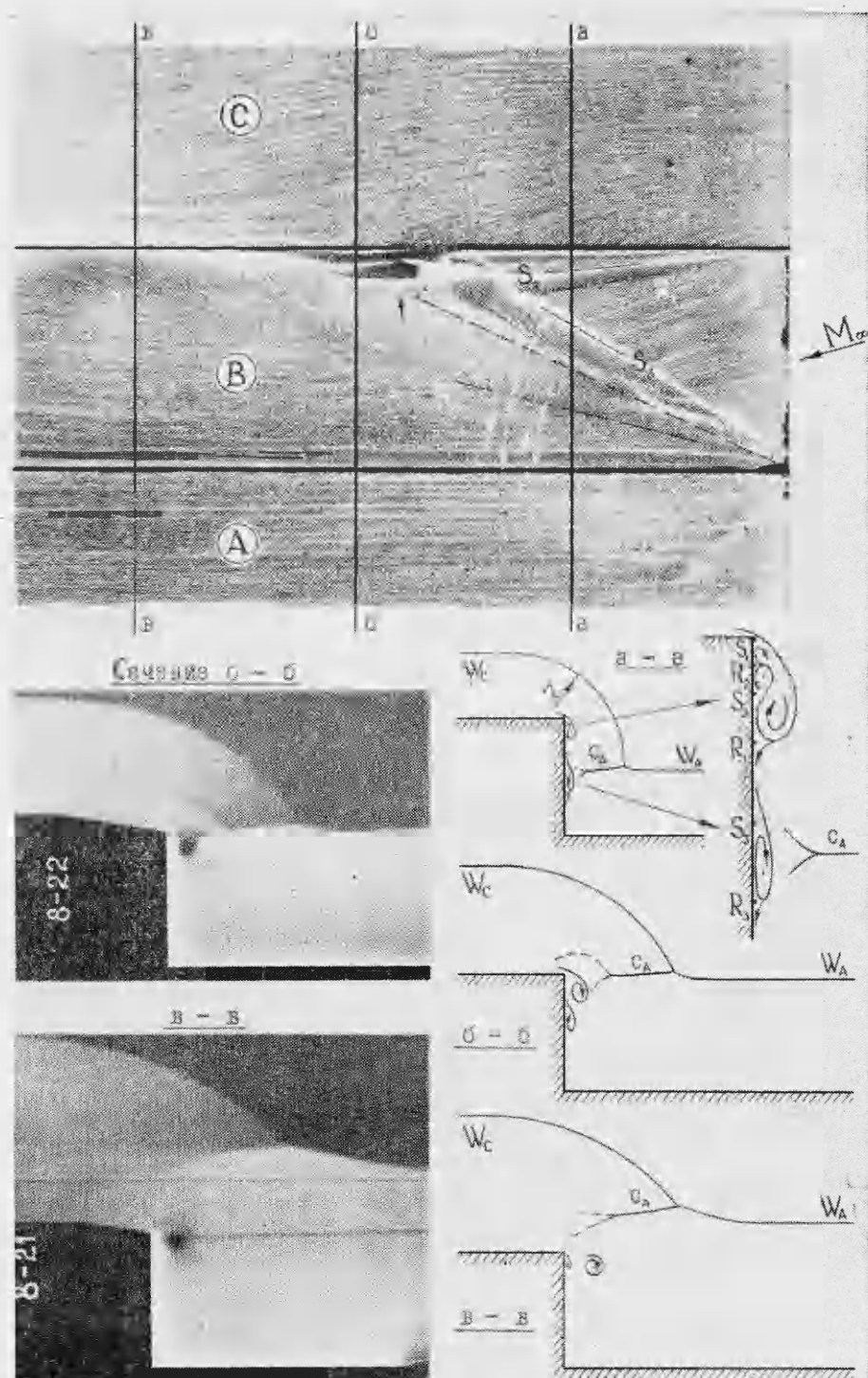


Рис. 1



Р и с. 2

калибров $x_h = h \operatorname{ctg} \alpha_0$ от передней кромки, где h — высота продольного уступа, α_0 — угол Маха для невозмущенного потока. В передней части модели ($x \leq 0,5 x_h$) наблюдаются те же явления, что и при обтекании изолированных двугранных углов, но они подвержены заметному влиянию состояния пограничного слоя на гранях и не всегда повторяются.

На пластине с продольным уступом в зависимости от углов атаки и скольжения реализуются несколько характерных типов течения.

1. При угле скольжения $\beta = 0$ передняя кромка вертикальной грани индуцирует только слабые возмущения, связанные с ее конечной толщиной, и картина течения целиком определяется интенсивностью скачков уплотнения от верхней и нижней граней, т. е. углом атаки модели. По мере увеличения угла атаки α растут перепады давления на скачках уплотнения, что приводит к постепенному усложнению обтекания модели вблизи поверхности вертикальной грани.

Типичная для умеренных значений α картина течения, наблюдающаяся при $\beta = 0$, приведена на рис. 2 ($M_\infty = 2,27$, $h = 50$ мм, $\alpha = 16^\circ$). На этом и последующих рисунках приняты следующие обозначения: A , B и C — нижняя, вертикальная и верхняя грани; a — a , b — b и т. д. — поперечные сечения модели и соответствующие им снимки визуализации и схемы течения; I и 2 — проекции плоских косых скачков уплотнения от нижней и вертикальной граней на поверхностях граней B и A соответственно (без учета интерференции этих скачков друг с другом); I и II — характерные участки предельных линий тока; D — ребро дифракции; S — линия отрыва; R — линия присоединения; W — головной скачок уплотнения; c_i — внутренние скачки уплотнения; t — тангенциальный разрыв.

В зоне свободной дифракции, как и в случае изолированного двугранного угла [2], перепад давления между верхней и вертикальной гранями модели вызывает отрыв потока на ребре внешнего угла с образованием вихревой системы над гранью B . При $M_\infty = 2,27$ появление вихря обнаруживается уже с угла атаки $\alpha = 1^\circ$, когда перепад давления на ребре дифракции $v = p_C/p_B \approx 1,06$. Здесь и далее p_A , p_B и p_C — давления на поверхности граней A , B и C , которые определяются по соотношениям для косого скачка уплотнения, когда α и $\beta > 0$, или для течения Прандтля — Майера (α и $\beta < 0$). Примерно с $v = 1,13$ ($\alpha = 2^\circ$) начинается формирование линии вторичного отрыва S_2 , принимающей типичный для линии отрыва вид при $\alpha = 4^\circ$ ($v \approx 1,27$). Далее вплоть до $\alpha = 20^\circ$ на масло-сажевых снимках отчетливо видны следы двух противоположно вращающихся вихрей, связанных с линиями отрыва S_1 , S_2 и присоединения R_1 и R_2 . По-видимому, непосредственно вблизи ребра дифракции располагается еще один вихрь, который на схеме a — a рис. 2 условно показан штриховой линией.

Визуализация структуры течения методом «лазерного ножа» с использованием рассеивания света на микрочастицах воды показывает, что при $M_\infty = 2,27$ и $\alpha = 16^\circ$ скачок уплотнения W_C от верхней грани дифрагирует в область внутреннего угла по окружности с радиусом $r \approx 0,95x$, где x — расстояние от передней кромки модели до рассматриваемого сечения. Вблизи передней кромки дифрагирующая ударная волна W_C по мере приближения к поверхности нижней грани постепенно ослабляется и переходит в линию малых возмущений. Скачок W_A встречается с дифрагировавшей ударной волной W_C и в результате взаимодействия с ней изменяет свою конфигурацию.

При достижении интенсивности головного скачка уплотнения W_A критического значения $\xi^* = p_1/p_B \approx 1,5$, где p_1 — давление за скачком, p_B — давление на поверхности грани B перед скачком (в данном случае $p_B \approx p_\infty$), возникает отрыв пограничного слоя на поверхности вертикальной грани, что согласуется с данными [12, 14, 16]. Однако в действительности этот отрыв вызывается не головным скачком W_A , как в случае обтекания изолированного внутреннего угла, а внутренним скачком c_A , распространяющимся к грани B от точки встречи скачков W_A и W_C (см. рис. 2, a — a). При $M_\infty = 2,27$ появление развитой отрывной зоны, ограниченной линиями S_3 и R_3 , на масло-сажевых снимках фиксируется начиная с $\xi \geq 2$ ($\alpha \geq 12^\circ$), а при $M_\infty = 4$ — с $\xi \approx 1,5$ ($\alpha \geq 4^\circ$). По-видимому, это связано с турбулентным или ламинарным состоянием пограничного слоя на грани B при указанных числах Маха.

Ниже по потоку c_A и вызванное им отрывное течение начинают взаимодействовать с вихревой системой, расположенной вблизи ребра дифракции, в результате чего возникает λ -конфигурация внутреннего скачка (сечение $b - b$). В области интенсивного взаимодействия c_A с вихревой системой на поверхности грани B образуется ряд небольших застойных зон, а ядро основного вихря постепенно отходит от поверхности вертикальной грани и превращается в цилиндрический вихревой пинур (сечение $e - e$). Одновременно с этим по мере развития течения верхняя и нижняя ветви λ -скачка c_A последовательно дифрагируют на ребре внешнего угла, что приводит к существенному повышению давления и отклонению предельных линий тока на поверхности верхней грани в другую от первоначального положения сторону. При умеренных значениях α и $\bar{x}_h = x/x_h > 1,5$ все линии тока на поверхности модели становятся практически параллельными ребрам угловой конфигурации, за исключением небольшой зоны вблизи ребра дифракции. Начиная с $\alpha \geq 16^\circ$ на грани C наблюдается устойчивая картина отклонения линий тока от ребра дифракции в отличие от их направления в сторону ребра в зоне свободной дифракции.

На основе анализа многочисленных экспериментальных данных для внутреннего прямого угла с достаточно протяженными гранями в [16] получены эмпирические соотношения для углов отклонения линий отрыва (стекания масло-сажевой смеси) φ и линий присоединения пограничного слоя γ относительно направления невозмущенного потока. В табл. 1 сопоставляются значения углов φ и γ для линий S_3 и R_3 на поверхности грани B относительно ребра интерференции. Как видно, полученные при $M_\infty = 2,27$, $\beta = 0$ и $h = 50$ мм данные несколько ниже величин, вычисленных по соотношениям [16]. При уменьшении h и увеличении M_∞ эти соотношения не обеспечивают приемлемую точность определения углов φ и γ .

2. При $\beta < 0$ рассмотренные выше явления усугубляются наличием веера волн разрежений, который обуславливает увеличение перепадов давления в исследуемой зоне. Типичная для отрицательных углов скольжения картина течения приведена на рис. 3 ($M_\infty = 2,27$, $\beta = -12^\circ$, $\alpha = 16^\circ$, $h = 50$ мм).

Вихревая система, расположенная в зоне свободной дифракции вблизи грани B , занимает более обширную область и характеризуется появлением дополнительных линий отрыва S_3 и присоединения потока R_3 , которые четко фиксируются при перепадах давления $v \geq 4$. В этом случае имеет место пятивихревая структура течения (верхняя часть схемы $a - a$ на рис. 3). Аналогичное течение ранее отмечалось при обтекании боковой грани двугранного угла вблизи острой кромки [2].

В отличие от случая $\beta = 0$ линия отрыва пограничного слоя S_4 на грани B , возникающая под воздействием скачка уплотнения от нижней грани, претерпевает резкий излом примерно посередине вертикальной грани. Наиболее четко такая схема течения в передней части модели наблюдается при $M_\infty = 2,27$ и $\beta = -4^\circ$.

Становится более сложным и взаимодействие скачков уплотнения с вихревой системой. Во-первых, W_A , взаимодействующий с дифрагировавшим на ребре скачком W_C , попадает в область плавного увеличения скорости потока в веере волн разрежения, связанного с обтеканием вертикальной грани. На снимках визуализации течения методом «лазерного ножа» внутренний скачок c_A плавно искривляется и в соответствии с увеличением скорости потока в рассматриваемой зоне от M_∞ до M_β изменяет угол своего наклона относительно поверхности нижней грани. Уменьшение толщины сжатия потока (светлой зоны) под головными скачками W_C

Таблица 1

α°	φ°		γ°	
	Данная работа	[16]	Данная работа	[16]
8	22	25,7	—	14,6
12	28	28,9	15	15,2
16	31	33,1	15,5	16,5
20	37	38,7	16,5	18,7

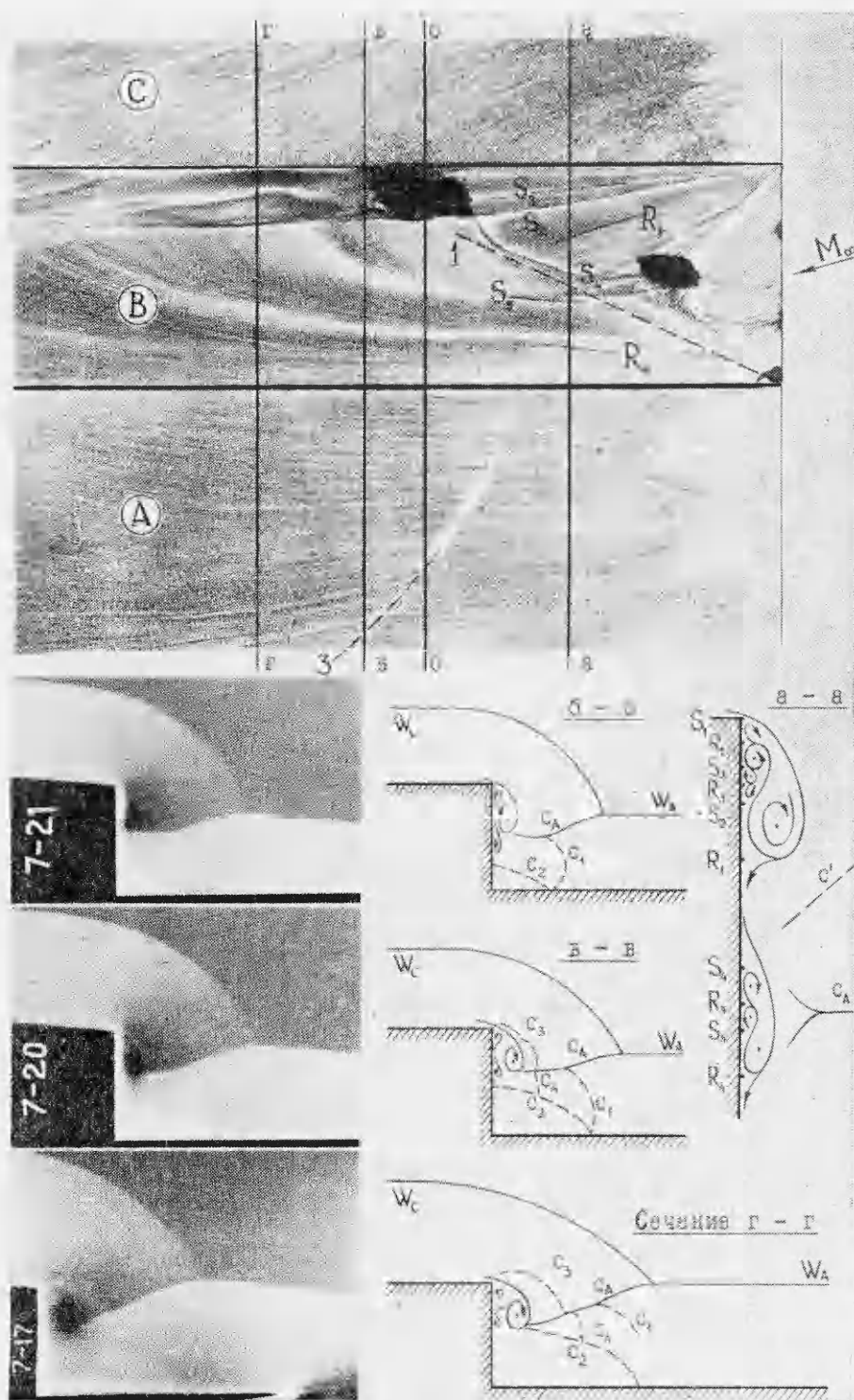


Рис. 3

и W_A по мере смещения слева направо связано не с особенностями обтекания модели, а с установкой плоскости «лазерного пятна» под углом β относительно передней кромки.

Во-вторых, в передней части модели в зоне влияния веера волн разрежения располагается внутренний висячий скачок уплотнения c' , кото-

рый при $M_\infty = 2,27$ и $\beta = -12^\circ$ наклонен к поверхности вертикальной грани под углом $\sim 50^\circ$. На режимах $\alpha \leq 0$ по мере движения вниз по потоку c' перемещается в сторону нижней грани и, достигнув поверхности A , оставляет на ней четкий дугообразный след, который хорошо виден на снимках масло-сажевой визуализации. Аналогичные следы на поверхности нижней грани имеют место и при $\alpha > 0$. На рис. 3 этот след частично обозначен штриховой линией 3.

В-третьих, внутренний скачок c_A начинает интенсивно взаимодействовать с вихревой системой. Отрывная зона, возникшая на поверхности вертикальной грани под воздействием c_A , вероятно, как и в случае $\beta = 0$, постепенно проникает под основную вихрь и оттесняет его от поверхности модели. При этом на грани B возникают ряд линий отрыва и застойных зон, где скапливается масло-сажевая смесь. Во время остановки аэродинамической трубы собравшиеся капли этой смеси размазываются по поверхности вертикальной грани в виде обширных темных пятен. На достаточном удалении от передней кромки ($\bar{x}_h > 3-4$) вихревая система, как и при $\beta = 0$, превращается в цилиндрический вихревой шнур, о чем свидетельствуют снимки масло-сажевой визуализации, полученные при $h = 12,5$ и 25 мм.

В-четвертых, на режиме $\alpha > 0$ взаимодействие скачков c_A и c' друг с другом и с вихревой системой сопровождается образованием многочисленных газодинамических разрывов c_i , которые хорошо видны на снимках, полученных методом «лазерного ножа». На схемах рис. 3 скачки c_i обозначены штриховыми линиями и прослеживается последовательность их развития по мере смещения вниз по потоку. В этом случае след 3 на грани A оставляют скачки c_1 и c_2 , которые образуют области сжатия потока в окрестности угла интерференции. О значительном увеличении давления в рассматриваемой зоне свидетельствуют повышенная яркость изображения на снимках «лазерного ножа», а также данные [24].

С удалением от передней кромки зона влияния внутренних скачков значительно расширяется как на грани A , так и на грани B . Одновременно возникают дополнительные газодинамические разрывы c_3 и c_4 , которые охватывают отрывающуюся от поверхности B вихревую систему (см. рис. 3, $b - b$ и $g - g$).

При $M_\infty = 3$ и 4 и малых углах атаки интенсивность внутренних скачков достаточна для отрыва пограничного слоя, развивающегося на грани A , что подтверждается масло-сажевой визуализацией предельных линий тока.

3. При $\beta > 0$ в зависимости от соотношения углов α и β имеют место несколько характерных типов течений.

На отрицательных или малых положительных углах атаки основной вклад в формирование течения вносит вертикальная грань, которая в данном случае является наветренной стороной по отношению к набегающему потоку. При этом течения в зонах внешнего и внутреннего углов влияют друг на друга слабо, и в первом приближении их можно считать независимыми. Пример такого течения приведен на рис. 4 ($M_\infty = 2,27$, $h = 50$ мм, $\beta = 12^\circ$, $\alpha = 0$). На режиме $\alpha = 0$ перепад давления между гранями B и C , приводящий к образованию вихревой системы над верхней гранью, и характер взаимодействия скачка уплотнения W_B , проекция которого обозначена линией 2, с пограничным слоем грани A зависят только от угла β , определяющего интенсивность этого скачка. С увеличением β одновихревое течение перестраивается в многотовальное, что подобно обтеканию зоны свободной дифракции над вертикальной гранью при $\beta = 0$.

На углах $\beta = 8^\circ$ и $\alpha = 0$ во всем исследованном диапазоне значений h и чисел Маха углы наклона линий присоединения R_1 составляют $5-6^\circ$, а при $\beta = 12^\circ$ и $\alpha = 0$ — примерно $7-8^\circ$. Аналогично углы наклона линий отрыва S_2 относительно ребра дифракции изменяются в пределах 3 и 4° . Здесь нижние значения углов соответствуют $M_\infty = 2,27$, а верх-

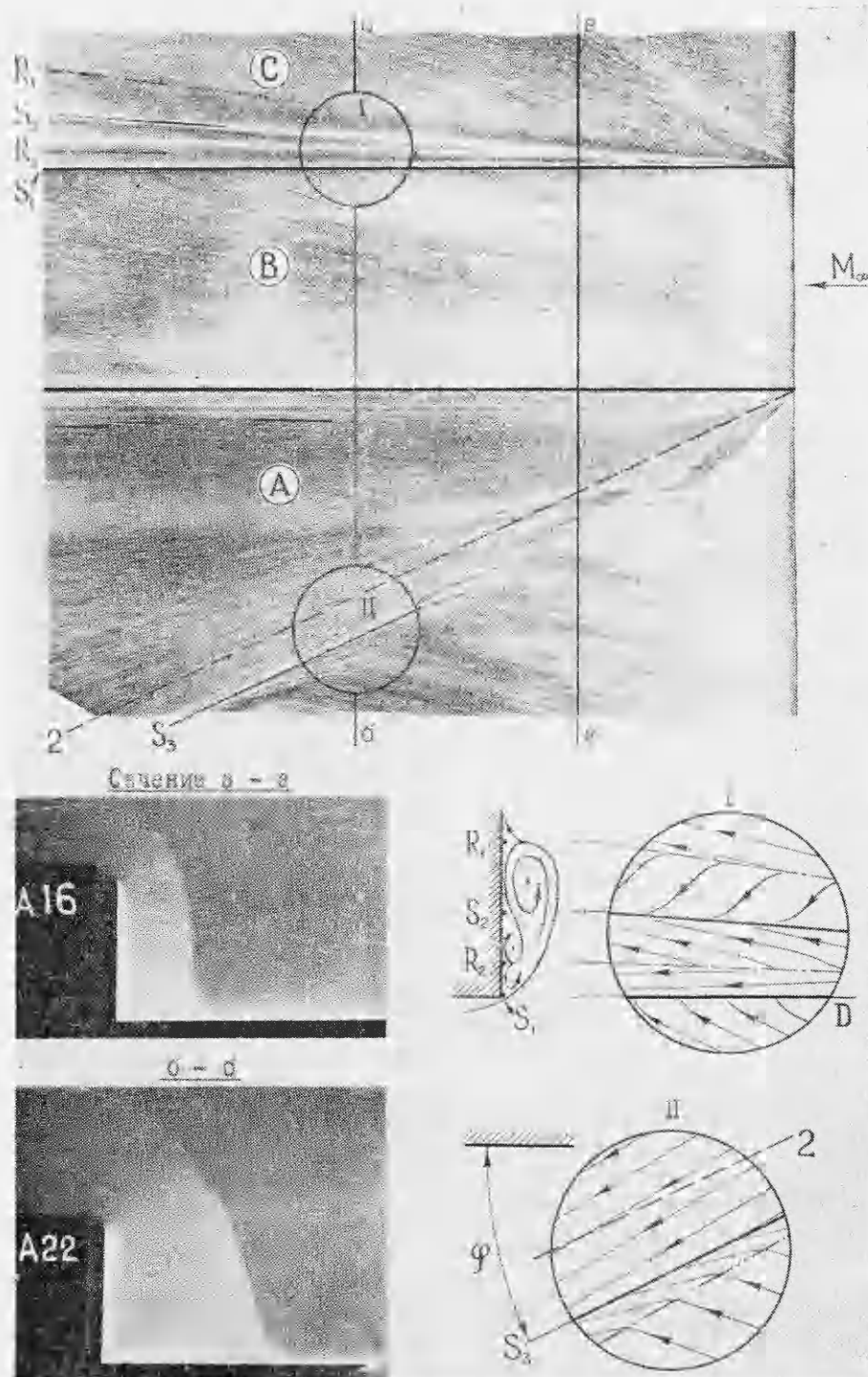


Рис. 4

ние — $M_\infty = 4.03$. Приведенные величины близки данным, полученным на изолированном внешнем прямом угле.

С увеличением β безотрывное взаимодействие скачка W_D с пограничным слоем грани A переходит в отрывное. Однако из-за ограниченной высоты продольного уступа h и перетекания газа из зоны повышенного давления через ребро дифракции на грань C перепад давления на нижней грани становится несколько меньше, чем расчетная интенсивность удар-

Таблица 2

M_∞	β°	φ°			
		$h, \text{ мм}$			
		12,5	25	50	$\sim 200^*$
2,27	12	Отрыва нет	23	27	28,9
3,0	8	» »	11	18	19,4
	12	5	9,5	18,5	21,4
4,03	8	7,3	9,8	11	14,9
	12	7,5	11,5	13	17,5

* Расчет по [16].

ной волны W_B . Поэтому на развитие течения заметное влияние оказывает величина h .

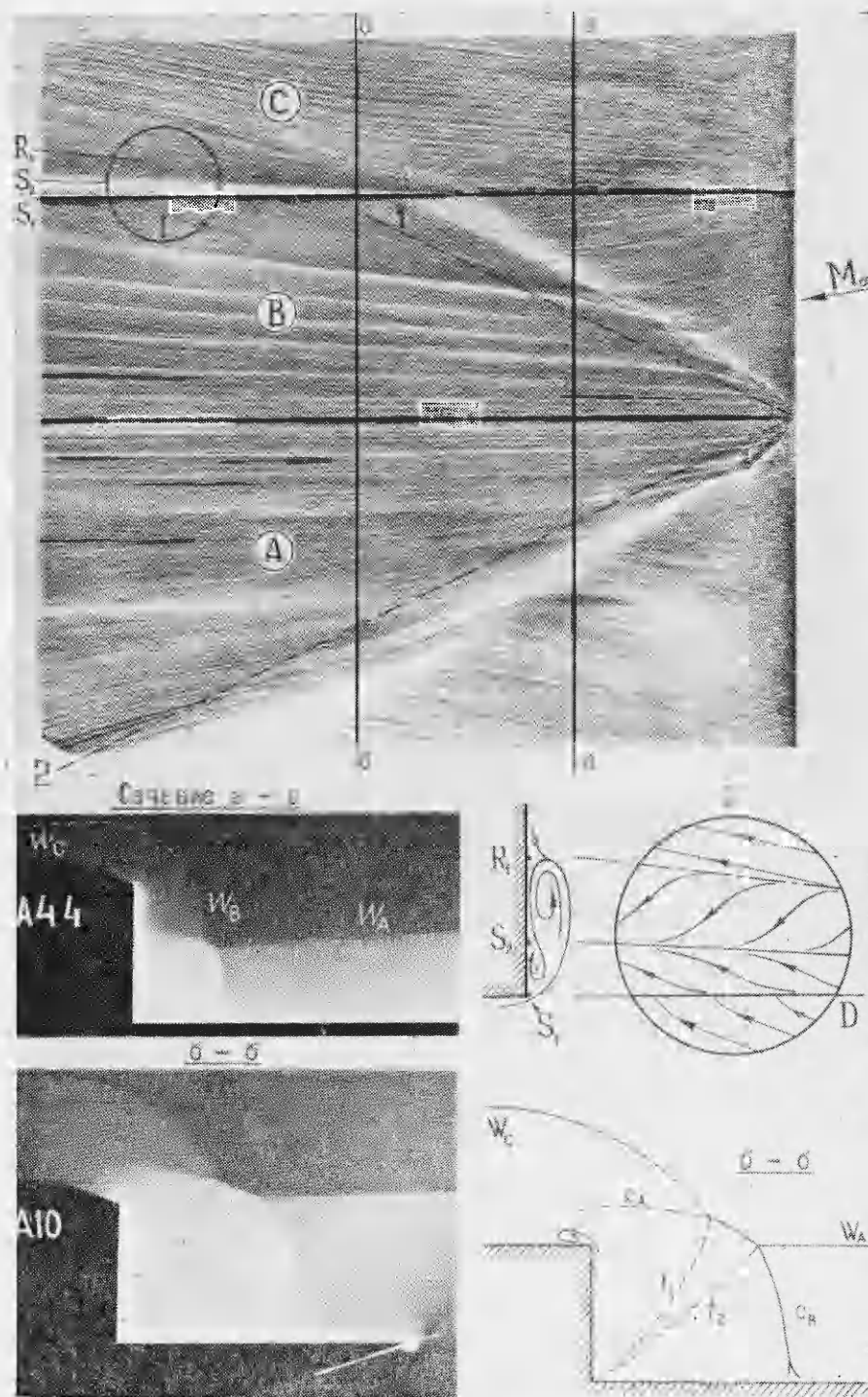
Об этом же свидетельствуют и снимки визуализации потока методом «лазерного ножа» (рис. 4, $a - a$ и $b - b$). По мере смещения вниз по потоку, что в данном случае равнозначно уменьшению относительной высоты продольного уступа, наблюдается значительное изменение наклона плоскости скачка уплотнения W_B к поверхности грани A . Например, если при $\bar{x}_h = 0,5$ скачок W_B практически перпендикулярен плоскости нижней грани, то при $\bar{x}_h = 1$ угол его наклона уменьшается примерно до 75° , а само взаимодействие скачка с пограничным слоем характеризуется появлением λ -конфигурации вблизи поверхности A .

В табл. 2 приведены значения углов наклона линии отрыва естественно развивающегося на грани A пограничного слоя φ относительно ребра интерференции (схема II на рис. 4), полученные для зоны турбулентного течения при различных числах Маха и величинах h , а также величины φ , вычисленные по соотношению [16]. Здесь, как и для $\beta = 0$, с уменьшением высоты грани B указанное соотношение становится неприемлемым. Из табл. 2 видно, что при увеличении h значения углов φ асимптотически приближаются к данным [16] для изолированного двугранного угла с полубесконечными гранями.

На малых углах β и больших α течение вблизи вертикальной грани в значительной мере определяется интенсивностью скачков уплотнения от граней A и C . На этих углах картина течения подобна случаю $\beta = 0$. Как и на рис. 2, вблизи ребра дифракции над гранью B образуется вихревая система, а скачок уплотнения W_A от нижней грани приводит к отрыву пограничного слоя на поверхности B и преобразованию вихревой системы. Однако из-за уменьшения относительных перепадов давления за скачками W_A и W_C по сравнению с давлением на грани B рассматриваемые явления выражены слабее, чем при $\beta = 0$.

Еще один характерный тип течения реализуется на углах $\alpha \approx \beta$, когда область сжатия в зоне внутреннего угла, как и для изолированного двугранного угла, формируется под суммарным влиянием α и β . В этом случае среднее давление в области интерференции близко к давлению на плоской пластине, находящейся под углом атаки $\alpha + \beta$ [11, 24], и поэтому влияние скачка уплотнения W_A на течение над верхней гранью значительно больше, чем при $\beta = 0$.

Визуализация потока методом «лазерного ножа» показывает, что на режиме $M_\infty = 2,27$ и $\alpha = \beta = 8^\circ$ (рис. 5) по мере удаления от передней кромки имеет место последовательное нерегулярное взаимодействие W_A с W_B (сечение $a - a$) и W_A со скачком W_C , сомкнувшимся при дифракции с W_B (сечение $b - b$). В результате такого взаимодействия образуются внутренние скачки c_A и c_B , а также тангенциальные разрывы t_1 и t_2 . Постепенно c_A приближается к внешнему углу и дифрагирует в сторону верхней грани, что сопровождается образованием вихря вблизи ребра дифракции (рис. 5, схема I). С увеличением β усиливается интенсивность появившейся вихревой системы и расширяется зона ее влияния на грани C .



Р и с. 5

Переход от одной схемы течения над верхней гранью (см. рис. 4) к другой (см. рис. 5) происходит достаточно плавно. В диапазоне от $\alpha \approx 0$ до $\alpha \approx \beta$ наблюдается промежуточная разновидность течения, когда вихревая структура над гранью C возникает вблизи передней кромки, но значительно усиливается скачком c_A аналогично случаю $\alpha \approx \beta$. При этом все линии отрыва и присоединения потока на грани C претерпевают заметный излом.

Таким образом, при сверхзвуковом обтекании комбинации внешнего и внутреннего прямых углов возникает существенно трехмерное смешанное интерференционно-дифракционное течение. Интерференция скачков уплотнения и их взаимодействие с пограничными слоями в условиях ограниченной высоты вертикальной грани сопровождаются дифракцией внутренних скачков на ребре внешнего угла с образованием дополнительных вихревых систем. Интенсивное взаимодействие скачков уплотнения с вихрями, образовавшимися в зоне свободной дифракции над вертикальной гранью, приводит к появлению многочисленных газодинамических разрывов и отсечению вихревого жгута от поверхности модели во внешний поток. Столь сложные особенности рассмотренных течений должны учитываться при разработке расчетных моделей.

Авторы весьма признательны А. А. Павлову, принимавшему участие в экспериментах по визуализации потока методом «лазерного ножа», а также Н. Ф. Воробьеву, замечания которого оказали плодотворное влияние на работу.

ЛИТЕРАТУРА

1. Воробьев Н. Ф. Задачи обтекания сверхзвуковым потоком тел призматической конфигурации. — ПМТФ, 1982, № 5.
2. Демьяненко В. С., Федосов В. П. Течение сверхзвукового потока около выпуклого двугранного угла. — Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук, 1975, № 13, вып. 3.
3. Федосов В. П. Расчет сверхзвукового обтекания ряда пространственных угловых конфигураций в рамках линейной теории. Препринт ИТПМ СО АН СССР, 1981, № 27.
4. Hung C. M., MacCormack R. W. Numerical solution of three-dimensional shock wave and turbulent boundary-layer interaction. — AIAA J., 1978, v. 16, N 10.
5. Horstman C. C., Hung C. M. Computation of three-dimensional turbulent separated flows at supersonic speeds. AIAA Paper 79 — 0002, 1979.
6. Salas M. D., Daywitt J. Structure of the conical flowfield about external axial corners. — AIAA J., 1979, v. 17, N 4.
7. Kutler P., Pulliam T. H., Vigneron Y. C. Computation of the viscous supersonic flow over external axial corners. — AIAA J., 1979, v. 17, N 6.
8. Shang J. S., Hankey W. L., Petty J. S. Three-dimensional supersonic interacting turbulent flow along a corner. — AIAA J., 1979, v. 17, N 7.
9. Marconi F. Supersonic, inviscid, conical corner flowfields. — AIAA J., 1980, v. 18, N 1.
10. Salas M. D. Numerical study of flowfields about asymmetric external conical corners. — AIAA J., 1982, v. 20, N 12.
11. Демьяненко В. С., Дерунов Е. К. Обтекание прямого двугранного угла сверхзвуковым потоком. — Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук, 1971, № 8, вып. 2.
12. Демьяненко В. С., Игумнов В. А. Пространственное взаимодействие ударной волны с турбулентным пограничным слоем в области интерференции пересекающихся поверхностей. — Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук, 1975, № 8, вып. 2.
13. Демьяненко В. С. Экспериментальное исследование пространственного сверхзвукового течения газа в области интерференции пересекающихся поверхностей. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1975, № 6.
14. Желтоволов А. А. Физические особенности и некоторые свойства двумерных и трехмерных отрывных течений при сверхзвуковых скоростях. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1979, № 3.
15. Желтоволов А. А., Харитонов А. М. Особенности массо- и теплообмена в двумерных и трехмерных отрывных зонах. — В кн.: Материалы VI Всесоюз. конф. по тепло-массообмену. Т. 1, ч. II. Минск, 1980.
16. Желтоволов А. А. Режимы и свойства пространственных отрывных течений, нинципированных косыми скачками уплотнения. — ПМТФ, 1982, № 3.
17. Зубин М. А., Остапенко Н. А. Экспериментальное исследование структуры трехмерных сверхзвуковых течений с отрывом пограничного слоя в углах. — В кн.: Струйные и отрывные течения. М.: Ин-т мех. МГУ, 1979.
18. 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.
19. Майкапар Г. И., Пятнова А. И. Обтекание внешнего угла обечайки воздухозаборника сверхзвуковым потоком. — Учен. зап. ЦАГИ, 1980, т. 11, № 3.
20. Костюк К. К., Благоевский Н. А. и др. Экспериментальное исследование обтекания двугранного угла и простейших конфигураций типа треугольная пластина + коническое тело потоком с большой сверхзвуковой скоростью. — Тр. ЦАГИ, 1984, вып. 2224.
21. Kubota H., Stollery J. L. An experimental study of the interaction between a glancing shock wave and a turbulent boundary layer. — J. Fluid Mech., 1982, v. 116.

22. Dolling D. S., Bogdonoff S. M. Upstream influence in sharp fin-induced shock wave turbulent boundary layer interaction. — AIAA J., 1983, v. 21, N 1.
23. Корнилов В. И., Харитонов А. М. Экспериментальное исследование сжимаемого пограничного слоя вблизи линии пересечения двух пластин, образующих прямой угол. — Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук, 1974, № 8, вып. 2.
24. Бродецкий М. Д., Максимов А. И., Харитонов А. М. К исследованию интерференционных и дифракционных явлений при сверхзвуковом обтекании продольных уступов. — В кн.: Аэродинамическая интерференция при обтекании пространственных тел. Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1980.

Поступила 29/X 1984 г.

УДК 533.6.011

ИССЛЕДОВАНИЕ ОБРАЗОВАНИЯ ПРИСТЕНОЧНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ УДАРНЫХ ВОЛН В ТРУБАХ ИЗ РАЗЛИЧНЫХ МАТЕРИАЛОВ

Ю. И. Киселев, В. А. Клунов, В. Б. Рождественский,
В. Л. Юрьев
(Москва)

Пристеночное возмущение плоского фронта ударной волны (УВ) при ее распространении в трубах с инертными газами впервые рассмотрено авторами [1]. Проводя эксперименты, в которых вдоль оси трубы была натянута медная проволока, они наблюдали возмущение фронта УВ и вдоль проволоки. Эта область пристеночного возмущения УВ обладала значительной разрушительной силой, распространялась с большей скоростью, чем основная УВ, но излучала с меньшей яркостью. Такое явление исследовалось также в [2, 3]. Проведя эксперименты в толстостенных трубах, авторы [2] показали, что для образования пристеночных возмущений существенно наличие стенки, а не ее разрушение, а также присутствие в излучении УВ высокоэнергетических квантов. В [3] отмечено опережающее фронт УВ испарение материала стенок трубы под действием излучения УВ. Авторы этих работ предложили несколько механизмов образования пристеночного возмущения, однако вопрос о том, какой из них реализуется в действительности, остался нерешенным. В данной работе на основе проведенных экспериментов дается объяснение этого явления и рассматривается картина возникающего газодинамического течения.

В экспериментах, схема которых представлена на рис. 1, УВ распространялась в трубе 1, заполненной ксенонем нормальной плотности. Внутри трубы помещались плоские стеклянные пластинки 2 с покрытием из различных материалов. УВ генерировалась при выходе детонационной волны на торец заряда из гексогена массой 800 г. Для получения плоского фронта УВ применялась линза специальной формы из смеси тротила и гексогена. Излучение с фронта УВ регистрировалось пироэлектрическим приемником 3. Возникновение и распространение области пристеночного возмущения регистрировалось камерой СФР-2М в режиме целевой развертки за фиолетовым фильтром (432 нм) и камерой ВФУ-1 в режиме киноспектрографа с дифракционной решеткой. Камера СФР-2М также вводилась на боковые стеклянные окна 4 с помощью системы зеркал 5. Скорость центральной, невозмущенной, части УВ измерялась в отдельном опыте, где обгоняющие волну пристеночные возмущения отсекались специальными выступами на стенке трубы. Скорость УВ менялась от 7,5 в начале до 6,5 км/с в конце пути длиной 160 мм. Плотность потока излучения с фронта невозмущенной УВ возрастала от 0 до 4,2 МВт/см² за 2,5 мкс, к 10 мкс спадала до 3,5 МВт/см² и оставалась постоянной до 25 мкс. Плотность потока излучения, воздействующего на стенку, по расчетам изменялась от 0 до 1,8 МВт/см², а плотность энергии излучения, падающего на конец каждой пластинки, составляла соответственно 8,0; 10,3; 12,5 Дж/см².

Рассмотрим результаты опыта, в котором в качестве покрытия стеклянных пластинок применялся напыленный висмут. На рис. 2 представлена фоторегистрограмма опыта, полученная с помощью камеры СФР-2М. На ее части (а) видно, как через 2 мкс после возникновения УВ в ксеноне