

УДК 532.526:533.6.011.72

© 2000 г. М.А. ЗУБИН, Н.А. ОСТАПЕНКО

**ЯВЛЕНИЕ "НЕСВОБОДНОГО" ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ  
ПЛОСКИХ УДАРНЫХ ВОЛН С ПОГРАНИЧНЫМ СЛОЕМ  
В ОКРЕСТНОСТИ ПЕРЕДНЕЙ КРОМКИ  
ПЛАСТИНЫ СО СКОЛЬЖЕНИЕМ**

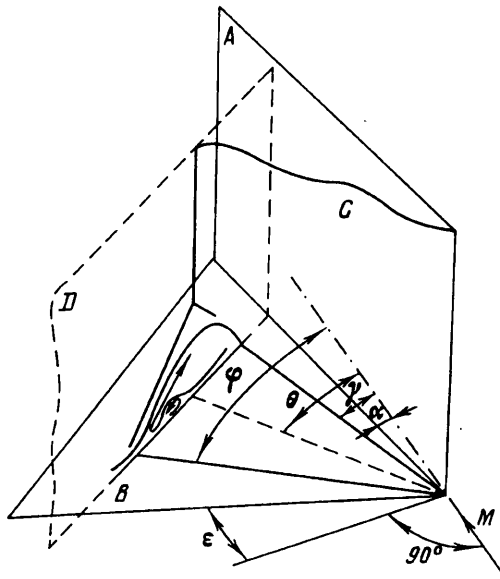
С использованием различных экспериментальных методов, в том числе специальной лазерной технологии для визуализации сверхзвуковых конических течений газа, изучено взаимодействие нормально падающей ударной волны с пограничным слоем на пластине со скольжением в окрестности ее передней кромки. Установлено, что при "несвободном" взаимодействии, когда передняя кромка препятствует распространению линии отрыва пограничного слоя вверх по потоку, структура возмущенного течения в основных чертах идентична таковой при развитом "свободном" взаимодействии, однако с более высокими значениями и градиентами параметров в передней части отрывной области. Сохраняется фундаментальное свойство развитых отрывных течений – совпадение величин "плато" давления в области отрыва и давления за косым скачком уплотнения над областью отрыва турбулентного пограничного слоя.

Настоящее исследование посвящено одному из характерных типов взаимодействия ударных волн с пограничным слоем, весьма часто встречающемуся при сверхзвуковом обтекании крыльев летательных аппаратов, в воздухозаборниках и пр., однако до настоящего времени не изученному ни экспериментально, ни теоретически. Он реализуется, в частности, при нормальном падении скачков уплотнения в конических течениях на поверхность летательного аппарата в окрестности его острых передних кромок. Особенность такого взаимодействия состоит в том, что возникающая при падении ударной волны соответствующей интенсивности линия отрыва пограничного слоя распространилась бы вверх по потоку за пределы передней кромки, если бы последняя отсутствовала.

В работе указанный тип взаимодействия получил название "несвободного" в отличие от изучавшегося ранее "свободного" взаимодействия, когда распространение линии отрыва пограничного слоя вверх по потоку не ограничено присутствием передних кромок поверхности, на которой развивается отрывное течение.

Явления, развивающиеся в ударном слое около пространственных тел, обтекаемых сверхзвуковым потоком газа, при падении внутренних скачков уплотнения на стенку, такие, как утолщение пограничного слоя и его отрыв, образование сопутствующих волновых конфигураций и т.д., могут носить не только локальный характер, но и приводить к качественным изменениям возмущенного течения.

Это наблюдается, например, при обтекании конических тел и крыльев, когда происходит образование систем ударных волн маховского или более сложного типа, взаимодействующим с пограничным слоем [1–3]. Как показывает опыт, возникновение развитых зон отрыва пограничного слоя под действием внутренних скачков уплотнения может не только изменить распределенную нагрузку на обтекаемом теле, но и вызвать разрушение конического течения. В случае приближения и выхода линии отрыва пограничного слоя на переднюю кромку может реализовываться стационарное течение с отсоединенной ударной волной от носика конического тела, либо нестационарный режим обтекания.



Фиг. 1. Схема течения в прямом двугранном угле.  $A$  – вертикальная грань, установленная под углом атаки  $\alpha$  и генерирующая косой скачок уплотнения  $C$ , составляющий угол  $\theta$  с невозмущенным потоком;  $B$  – горизонтальная грань, установленная по потоку с углом стреловидности передней кромки  $\epsilon$ ;  $\phi$  и  $\gamma$  – углы, определяющие положение линий отрыва и присоединения пограничного слоя;  $D$  – плоскость, перпендикулярная скачку уплотнения  $C$ , с характерной схемой течения в возмущенной области

Изучение указанных течений важно, так как они сопровождаются скачкообразным изменением аэродинамических и тепловых нагрузок на обтекаемое тело. Условно можно выделить два направления. Первое – это исследование собственно взаимодействия ударных волн с пограничным слоем как явления, представляющего самостоятельный интерес и встречающегося не только в упомянутых выше конических течениях, но и в воздухозаборниках, в задачах дифракции и т.д. К таковому можно отнести работы [4–7]. Второе – это исследование взаимодействия скачков уплотнения с пограничным слоем в условиях, реализующихся в ударном слое, определение возможности использования в новых условиях свойств и закономерностей течения, установленных в первом случае, а также прогнозирование на их основе глобальных изменений возмущенного течения. К этому направлению в значительной мере относятся работы [2, 3].

**1. Формулировка проблемы и постановка эксперимента.** В [4–7] получены сведения о структуре и характеристиках области взаимодействия плоского скачка уплотнения, образовавшегося при обтекании одной из граней прямого двугранного угла, установленной под углом  $\alpha$  к сверхзвуковому невозмущенному потоку, с пограничным слоем на второй грани того же угла, направленной по потоку (фиг. 1). В частности, установлено, что при углах стреловидности передней кромки горизонтальной пластины  $\epsilon \leq 30^\circ$  (число Маха невозмущенного потока  $M = 2,95$ ,  $\alpha = 5 - 22,5^\circ$  [6, 7]) угловые размеры области отрыва турбулентного пограничного слоя, ее положение относительно падающей ударной волны и характерные параметры возмущенного конического течения остаются практически постоянными.

Указанное обстоятельство позволяет считать наблюдаемое коническое взаимодействие нормально падающей ударной волны с пограничным слоем при соответствующих определяющих параметрах "свободным" в том смысле, что уменьшение угла между передней кромкой пластины и падающей на нее ударной волной не оказывает влияния на параметры возмущенного течения. Другими словами, при постоян-

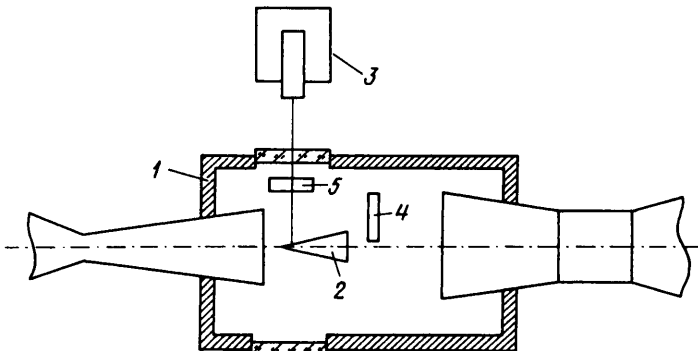
ных параметрах невозмущенного потока и интенсивности нормально падающего на турбулентный пограничный слой косоугольного скачка уплотнения изменение в некотором, весьма широком диапазоне угла между передней кромкой горизонтальной пластины и линией отрыва пограничного слоя (фиг. 1) не влияет на фундаментальные свойства течения взаимодействия, реализующегося в окрестности линии отрыва. К ним относятся зависимость "плато" давления только от числа Маха  $M_n$  скорости, нормальной линии отрыва, и его совпадение с давлением за косым скачком уплотнения над областью отрыва, являющиеся общими и для плоского отрыва турбулентного пограничного слоя [5, 7, 9].

Однако в режимах сверхзвукового обтекания пространственных тел и крыльев происходят катастрофические изменения, когда линия отрыва, образовавшаяся при взаимодействии внутренних скачков уплотнения с пограничным слоем на стенке, приближается к передней кромке [1, 3]. Возникает вопрос: эти изменения являются результатом взаимодействия области отрыва пограничного слоя и сопутствующей ей волновой структуры с головной ударной волной или следствием особых свойств собственно течения, реализующегося при падении ударной волны на пограничный слой в условиях, когда при свободном взаимодействии линия отрыва пограничного слоя вышла бы за пределы обтекаемой поверхности?

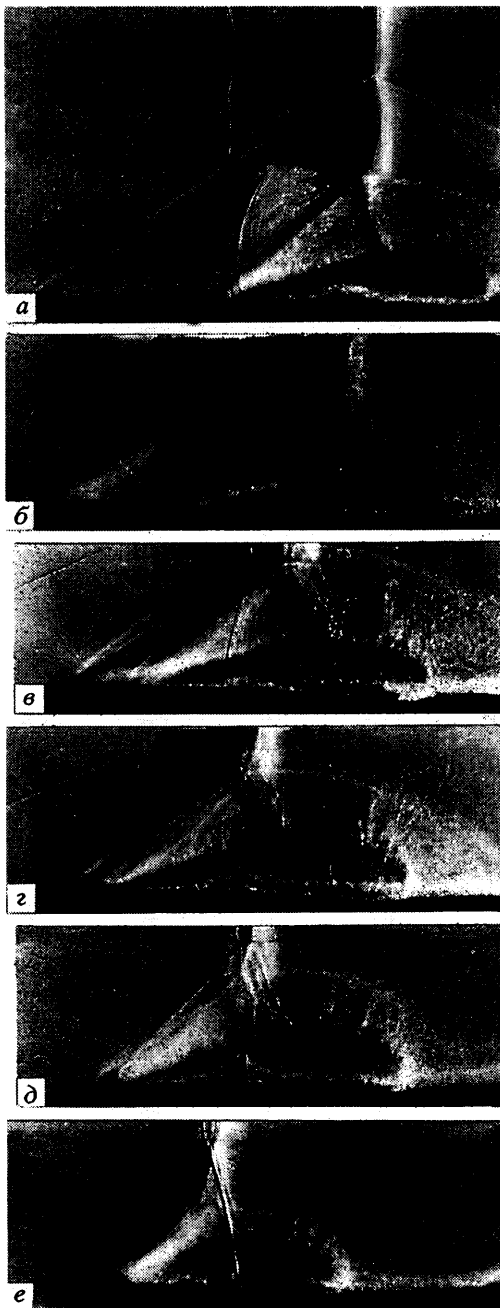
Для выяснения поставленного вопроса было проведено экспериментальное исследование при числе Маха невозмущенного потока  $M = 3,04$  и единичном числе Рейнольдса  $Re \approx 1,6 \cdot 10^8 \text{ м}^{-1}$ .

Экспериментальная модель (фиг. 1) при углах атаки  $\alpha \leq 24^\circ$  вертикальной грани, генерирующей косоугольный скачок уплотнения, обеспечивала также возможность задания углов стреловидности передней кромки  $\epsilon$  горизонтальной пластины, при которых линия отрыва пограничного слоя в случае свободного взаимодействия располагалась бы впереди передней кромки. Соответствующие режимы взаимодействия названы "несвободными", так как ограниченность поверхности пластины не позволяет области отрыва распространиться вверх по потоку в соответствии с ее размерами и положением относительно падающего скачка уплотнения при свободном взаимодействии [5–7].

Во время эксперимента производилась съемка возмущенного конического течения в плоскости, перпендикулярной падающему скачку уплотнения, с использованием специальной лазерной технологии [8], реализующей прямотеневой оптический метод с точечным источником света на поверхности модели. Для измерения давления на гранях двугранного угла горизонтальная пластина была дренирована в двух сечениях по дугам окружностей с общим центром в вершине угла и радиусами  $r_1 = 45 \text{ мм}$  и  $r_2 = 90 \text{ мм}$ , а вертикальная пластина – в одном сечении на расстоянии 45 мм от ее передней кромки. Измерение давления на вертикальной грани двугранного угла вне



Фиг. 2. Схема проведения оптических исследований: 1 – камера аэродинамической трубы; 2 – модель; 3 – импульсный лазер; 4 – фотоэкран; 5 – фокусирующая линза



Фиг. 3. Теневые снимки течения в плоскости  $D$  при угле стреловидности  $\epsilon = 46^\circ$  передней кромки горизонтальной пластины  $B$  и различных углах атаки  $\alpha$  вертикальной пластины  $A$ :  $a - \alpha = 14^\circ$ ,  $b - 16,5^\circ$ ,  $c - 19^\circ$ ,  $d - 20,5^\circ$ ,  $e - 24^\circ$

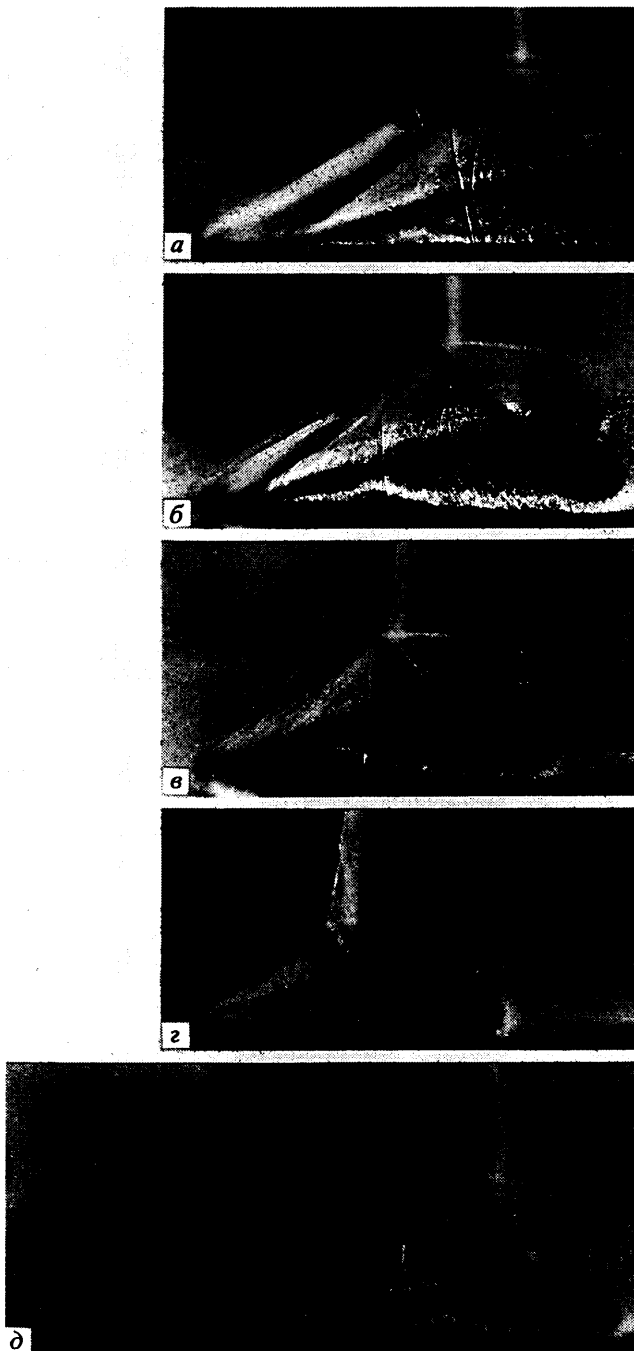
конусов Маха однородного потока за падающим скачком уплотнения с вершинами в крайних точках ее передней кромки обеспечивало контроль установки угла атаки  $\alpha$ . Переход ламинарного пограничного слоя в турбулентный при свободном взаимодействии реализуется на длине 10–15 мм от вершины модели [6, 7].

**2. Результаты оптических исследований.** Схема проведения оптических исследований возмущенного течения приведена на фиг. 2.

Показан вид сверху на аэродинамическую установку с камерой Эйфеля 1, в которой установлена экспериментальная модель 2. Сфокусированным излучением импульсного лазера 3 с модулированной добротностью [8] осуществляется пробой на поверхности модели, приводящий к образованию плазменного облачка. Его свечение в стационарном потоке служит кратковременным точечным источником света для прямотеневого метода визуализации течений газа. Теневая картина течения, в рассматриваемом случае конического, регистрируется на специальной фотопленке, расположенной в фотоэкране 4. Экспериментальная модель и фотоэкран располагаются на двух в общем случае независимых подвесах, установленных на верхней подвижной крышке камеры Эйфеля, которые позволяют производить их точную взаимную установку и перемещение в соответствии с задачами эксперимента.

Имеющееся ограничение по нагрузке рабочего сечения аэродинамической установки накладывает требования на допустимые размеры фотоэкрана и его положение относительно модели, течение около которой исследуется. Поэтому в большинстве случаев регистрация теневой картины течения в интересующей части возмущенной области осуществляется в соответствии с ее размерами на нескольких кадрах при различных положениях фотоэкрана относительно модели. Затем для получения цельной картины течения производится компоновка указанных кадров. В силу этого на приведенных ниже фотоснимках исследуемого течения взаимодействия наблюдаются линии стыковки различных кадров.

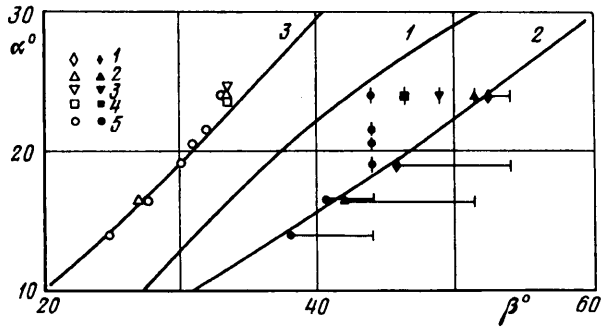
Первая серия теневых снимков течения (фиг. 3) в плоскости, перпендикулярной падающему скачку уплотнения, относится к режимам взаимодействия, реа-



Фиг. 4. Теневые снимки течения при угле атаки  $\alpha = 24^\circ$  вертикальной пластины  $A$  и различных углах стреловидности передней кромки горизонтальной пластины  $B$ :  $a - \epsilon = 36^\circ$ ,  $б - 38,5^\circ$ ,  $в - 41^\circ$ ,  $г - 43,5^\circ$ ;  $д - \alpha = 16,5^\circ$ ,  $\epsilon = 38,5^\circ$

лизующимся при постоянном угле стреловидности передней кромки горизонтальной пластины  $\epsilon = 46^\circ$  и различных углах атаки пластины – генератора ударной волны.

Вторая серия снимков (фиг. 4) позволяет составить представление о трансформации структуры возмущенной области при увеличении угла стреловидности перед-



Фиг. 5. Экспериментальные данные о положении линий отрыва  $\beta \equiv \varphi$  (темные точки) и присоединения  $\beta \equiv \gamma$  (светлые точки) пограничного слоя относительно направления невозмущенного потока при различных значениях угла стреловидности передней кромки горизонтальной пластины:  $B$ : 1 –  $\epsilon = 36^\circ$ , 2 –  $38,5^\circ$ , 3 –  $41^\circ$ , 4 –  $43,5^\circ$ ; 5 –  $46^\circ$ ; кривая 1 – положение падающего скачка уплотнения  $C$  относительно направления невозмущенного потока; 2, 3 – положения линий отрыва и присоединения пограничного слоя при свободном взаимодействии [7]

ней кромки горизонтальной пластины и постоянном угле атаки  $\alpha = 24^\circ$  вертикальной пластины. Последняя серия дополняется теньвым снимком течения взаимодействия, реализующегося на пластине со стреловидностью передней кромки  $\epsilon = 38,5^\circ$ , но при меньшем угле атаки пластины – генератора ударной волны  $\alpha = 16,5^\circ$  (фиг. 4, д).

Полосы, приходящие на падающий скачок уплотнения выше его области взаимодействия с пограничным слоем (фиг. 3, а, б; 4, а, д), – возмущения, идущие от передней кромки. Интенсивность скачков уплотнения при указанных значениях угла атаки достаточна [5] для образования развитой зоны отрыва пограничного слоя с  $\lambda$ -конфигурацией ударных волн. Наблюдается контактный разрыв, выходящий из точки ветвления падающей ударной волны, а под ним по обводу отрывной области – один (фиг. 3, а; 4, д) или несколько (фиг. 3, в–е; 4, в, г) скачков уплотнения, замыкающих соответствующие трансзвуковые области конического течения [3, 5]. На всех снимках (фиг. 3 и 4) отчетливо фиксируется наличие внутреннего отрыва пограничного слоя в возвратном течении отрывной области.

В результате обработки теньвых снимков течения в поперечной плоскости получены данные о положении линий отрыва  $\beta \equiv \varphi$  и присоединения  $\beta \equiv \gamma$  пограничного слоя (фиг. 1) в зависимости от угла атаки  $\alpha$  для различных значений угла стреловидности  $\epsilon$  (фиг. 5,  $\beta \equiv 90^\circ - \epsilon$ ). Вертикальной чертой, соединенной в некоторых случаях горизонтальным отрезком прямой с соответствующей темной точкой, показано положение передней кромки горизонтальной пластины относительно линии отрыва пограничного слоя. Там, где указанная черта проходит через какую-либо темную точку, точность измерений ( $0,5^\circ$ ) не позволяет разделить положение передней кромки и линии отрыва, след от которой на теньвом снимке полагался расположенным под основанием косога скачка уплотнения над областью отрыва.

На фиг. 5 нанесена зависимость  $\theta(\alpha)$  (кривая 1,  $\beta \equiv \theta$ ), характеризующая положение падающего скачка уплотнения относительно невозмущенного потока, и эмпирические зависимости  $\varphi(\alpha)$  и  $\gamma(\alpha)$  (кривые 2 и 3), отвечающие свободному взаимодействию скачка уплотнения с турбулентным пограничным слоем [7] и определяющиеся по формулам

$$\varphi = a_1 \lg \left( \frac{p_s}{p_k} \right) + \varphi_k, \quad \gamma = a_2 \lg \left( \frac{p_s}{p_k} \right) + \gamma_k$$

$$a_1 = 5,1 \exp(-0,89 M) + 0,71, \quad a_2 = 0,115 \exp(1,46 M - 0,37 M^2) + 0,43$$

$$\varphi_k = \arcsin(M_{nk}/M), \quad \gamma_k = \varphi_k - 0,201(M - M_{nk})^{0,1} \exp(-0,107 M)$$

Здесь  $p_s$  – интенсивность нормально падающей на пограничный слой ударной волны, рассчитываемая для заданных  $M$  и  $\alpha$ ; величины с индексом  $k$  соответствуют значениям параметров, отвечающих зарождению отрыва пограничного слоя;  $p_k = 1,6$  и  $M_{nk} = 1,23$  – минимальная интенсивность падающей ударной волны и соответствующее число Маха нормальной к волне составляющей скорости невозмущенного потока, при которых возникает также и плоский отрыв турбулентного пограничного слоя.

В соответствии с приведенными на фиг. 5 данными и принятой терминологией (разд. 1) режимы взаимодействия, теневые картины которых зафиксированы на фиг. 3, *в-е* и 4, *б-г*, относятся к несвободному взаимодействию.

**3. Результаты измерения давления.** Измерение давления на горизонтальной пластине (фиг. 1), где осуществлялось взаимодействие плоской, нормально падающей ударной волны с пограничным слоем, и на вертикальной пластине – генераторе ударной волны проводилось с использованием датчиков ИКДБТДа. Съём и обработка информации производились измерительно-вычислительным комплексом на базе РС IBM и аппаратуры КАМАК.

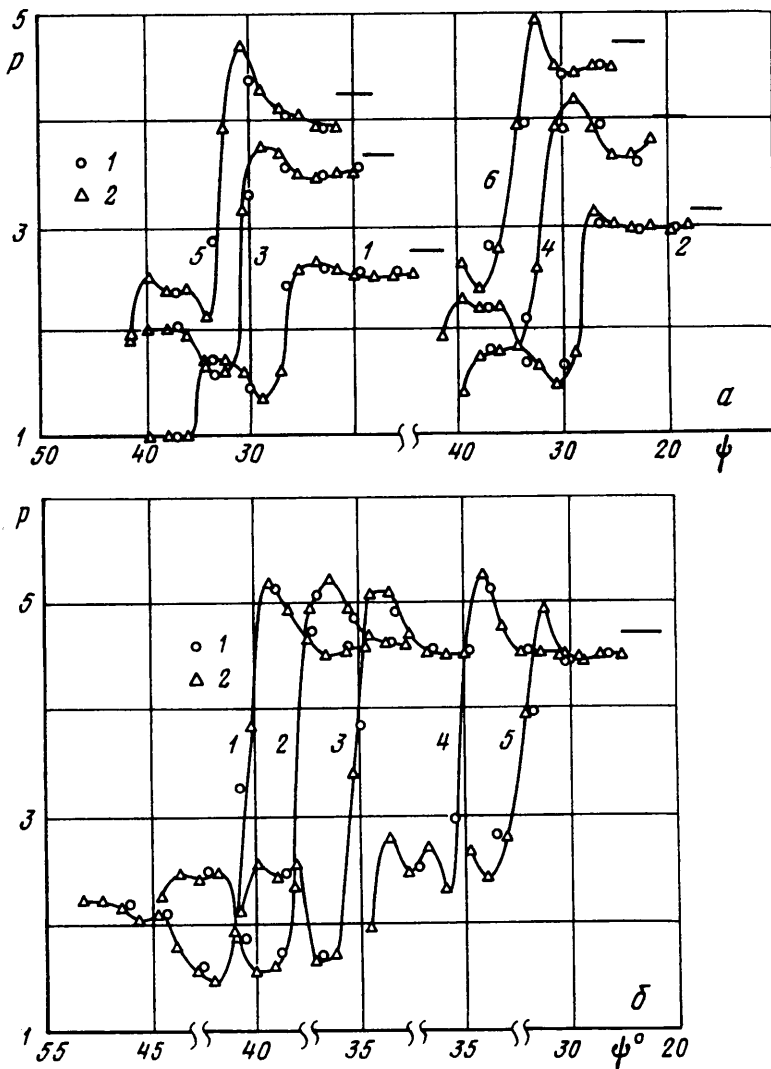
На фиг. 6, *а* при различных значениях угла атаки  $\alpha$  представлены распределения давления на горизонтальной пластине с углом стреловидности передней кромки  $\epsilon = 46^\circ$  (точки 1 и 2). Там же при всех реализовавшихся в данных экспериментах интенсивностях ударной волны приведены осредненные результаты измерения давления на вертикальной пластине (горизонтальные отрезки прямых) в области, находящейся вне конусов Маха однородного потока за плоской падающей ударной волной с вершинами в крайних нижней и верхней точках ее передней кромки. Угол  $\psi$  полярной системы координат с центром в вершине двугранного угла (фиг. 1) указывает положение дренажных точек первого ( $r = r_1$ , точки 1) и второго ( $r = r_2$ , точки 2) поясов на горизонтальной пластине относительно направления невозмущенного потока.

Кривые 1–6 (фиг. 6, *а*), проведенные через точки 2, представляют собой кубический сплайн. Малое отличие величин давления, измеренных в первом дренажном поясе (точки 1), от аппроксимаций 1–6 подтверждают отмеченный в ряде работ [4, 5] практически конический характер возмущенного течения, нарушающийся лишь в окрестности вершины двугранного угла в области перехода пограничного слоя от ламинарного к турбулентному состоянию.

Положению передней кромки горизонтальной пластины в соответствии с указанным выше значением угла стреловидности  $\epsilon$  на фиг. 6, *а* отвечает абсцисса  $\psi = 44^\circ$ . В этом случае, несмотря на близкое расположение дренажных отверстий к передней кромке, только при  $\alpha = 14^\circ$  (зависимость 1) регистрируется статическое давление на пластине вне возмущенной области ( $p = 1$ , давление отнесено к статическому давлению в невозмущенном потоке). При больших углах атаки все точки, в которых измеряется давление, располагаются в возмущенной области.

В целом в области взаимодействия наблюдается распределение давления, характерное для отрыва турбулентного пограничного слоя под воздействием падающей ударной волны, с максимумом на линии присоединения оторвавшегося пограничного слоя и заметным понижением в окрестности ребра двугранного угла по сравнению с его величиной за плоской ударной волной на вертикальной пластине, а также с выраженным минимумом в области возвратного течения перед областью плато давления.

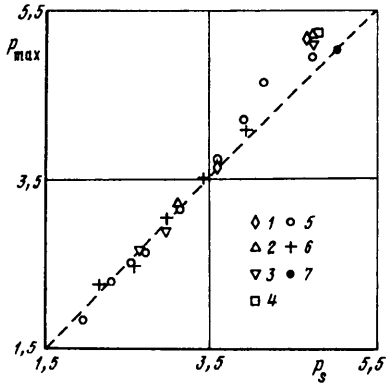
На фиг. 6, *б* представлены распределения давления, реализующиеся в области взаимодействия при постоянном угле атаки  $\alpha = 24^\circ$ , но различных углах стреловидности  $\epsilon$ . Имеющий место разброс максимальных величин давления (~3%) в области присоединения потока следует связывать не с некоторой закономерностью, присущей возмущенному течению, а с расположением ближайших дренажных отверстий относительно действительных максимумов давления и с погрешностью измерений.



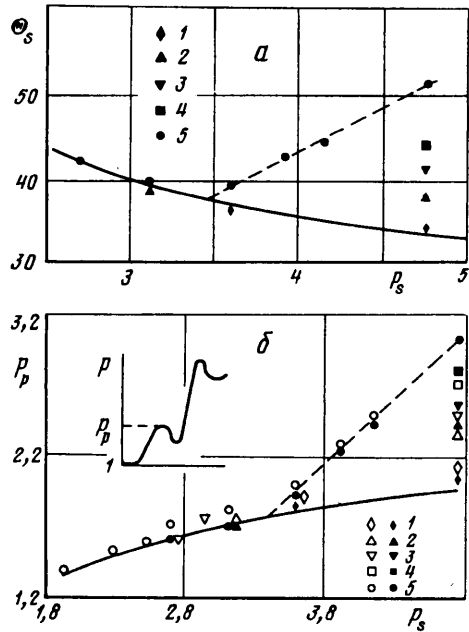
Фиг. 6. Распределение давления на горизонтальной пластине  $B$ :  $a$  – угол стреловидности  $\epsilon = 46^\circ$ , угол атаки: 1 –  $\alpha = 14^\circ$ , 2 –  $16,5^\circ$ , 3 –  $19^\circ$ , 4 –  $20,5^\circ$ , 5 –  $21,5^\circ$ ; 6 –  $24^\circ$ ; б – угол атаки вертикальной пластины  $A$   $\alpha = 24^\circ$ , угол стреловидности: 1 –  $\epsilon = 36^\circ$ , 2 –  $38,5^\circ$ , 3 –  $41^\circ$ , 4 –  $43,5^\circ$ ; 5 –  $46^\circ$ ; 1, 2 – точки в первом и втором дренажных поясах горизонтальной пластины  $B$

На фиг. 7 представлены обобщенные данные о максимальном давлении в области присоединения оторвавшегося потока  $p_{\max}$  в зависимости от интенсивности падающего на горизонтальную пластину скачка уплотнения  $p_s(\alpha)$ . Наблюдается хорошее согласование результатов экспериментов при числах Маха  $M = 2,95$  [5] и 3,04. Точки 2–5 (фиг. 7), расположенные при  $p_s > 3,5$ , как следует из данных на фиг. 5, относятся к режимам несвободного взаимодействия. Группа точек 1–5 при  $p_s \approx 4,8$  соответствует измерениям при  $\alpha = 24^\circ$  (фиг. 6, б). Обращает на себя внимание зависимость  $p_{\max}(p_s)$  (фиг. 7, точки 5) на режимах несвободного взаимодействия (фиг. 5,  $\beta = 44^\circ$ ). Если экстраполировать указанную зависимость в область значений интен-





Фиг. 7



Фиг. 8

Фиг. 7. Максимальное давление в области присоединения потока в зависимости от интенсивности скачка уплотнения  $C$  при  $\epsilon = 36^\circ; 38,5^\circ; 41^\circ; 43,5^\circ; 46^\circ$  (точки 1–5); 6 –  $\epsilon = 0$  [5]. Точка 7 – интенсивность скачка уплотнения  $C$ , падающего на переднюю кромку горизонтальной пластины  $B$  с углом стреловидности  $\epsilon = 46^\circ$

Фиг. 8. Угол наклона косого скачка уплотнения над отрывной областью (а) и давление "плато" (б) в зависимости от интенсивности падающего скачка  $C$  при 1 –  $\epsilon = 36^\circ$ ; 2 –  $38,5^\circ$ ; 3 –  $41^\circ$ ; 4 –  $43,5^\circ$ ; 5 –  $46^\circ$ . Темные точки – данные, определенные по теньевым снимкам, светлые точки – измерение давления

сивности падающей ударной волны  $p_s > 4,8$  ( $\alpha > 24^\circ$ ), то воображаемая кривая придет на биссектрису первой четверти (штриховая прямая) в точку 7, абсцисса которой равна интенсивности скачка уплотнения, падающего на переднюю кромку горизонтальной пластины с углом стреловидности  $\epsilon = 46^\circ$ . Этот факт позволяет высказать гипотезу, что  $p_{\max} \rightarrow p_s$ , когда при изменении какого-либо параметра ( $\alpha$  или  $\epsilon$ ) падающая ударная волна стремится занять положение, совпадающее с передней кромкой горизонтальной пластины.

Сравнение данных по минимальному давлению в возмущенной области  $p_{\min}$  (минимум давления между областью "плато" и  $p_{\max}$ , фиг. 6) с соответствующими результатами работ [5, 6] указывает на их хорошее согласование при свободном взаимодействии. Когда точка, соответствующая условиям взаимодействия (фиг. 5), все больше удаляется от кривой 2 в сторону кривой 1 (режимы несвободного взаимодействия), превышение  $p_{\min}(p_s)$  над его значениями при свободном взаимодействии  $p_{mf}(p_s)$  растет и может достигать величин, сравнимых с  $p_{mf}$ .

**4. Анализ экспериментальных данных.** В соответствии с результатами обработки теньевых снимков течения в области взаимодействия (разд. 2) на фиг. 8, а приведены данные об угле наклона косого скачка уплотнения  $\theta_s$  над отрывной областью в зависимости от интенсивности падающего скачка уплотнения  $p_s$ .

Сплошной кривой на фиг. 8, а нанесена зависимость  $\theta_s(p_s)$  при свободном взаимодействии [5, 7]. Она определяется с помощью эмпирической зависимости для поло-

жения линии отрыва турбулентного пограничного слоя  $\varphi(p_s)$  (см. разд. 2) и соотношения между величиной "плато" давления  $p_p$  и числом Маха  $M_n$  составляющей скорости, нормальной к линии отрыва,  $p_p = 0,287 + 0,713 M_n$  [9]. Данное соотношение хорошо описывает величину "плато" давления не только в плоских ( $M_n > 1,5$ ), но и в конических [3, 5–7] отрывных течениях турбулентного пограничного слоя.

Наклон  $\theta_s$  скачка уплотнения в  $\lambda$ -конфигурации ударных волн рассчитан с использованием фундаментального свойства указанных отрывных течений – совпадения величин  $p_p$  и интенсивности косоугольного скачка уплотнения. Смысл  $p_p$  указан на качественном графике распределения давления в поперечном сечении возмущенной области (фиг. 8, б).

На фиг. 8, б в зависимости от  $p_s$  представлены определенные различными способами значения "плато" давления  $p_p$ . Светлые точки отражают данные дренажных испытаний, темные – расчетные значения давления за косым скачком уплотнения над областью отрыва, наклон которого к направлению скорости невозмущенного потока определен по теневым снимкам (фиг. 8, а) и параметрам установки экспериментальной модели и фотоэкрана. Сплошной линией нанесена приведенная выше зависимость  $p_p(M_n)$  [9], характеризующая "плато" давления при свободном взаимодействии, в которой аргумент рассчитывался с использованием аппроксимации  $\varphi(p_s)$ .

Результаты экспериментов свидетельствуют, что при увеличении угла стреловидности передней кромки горизонтальной пластины до величин, когда осуществляется совпадение линии отрыва пограничного слоя с передней кромкой, положение линий отрыва и присоединения потока относительно направления невозмущенного потока (фиг. 5, точки 1, 2, 5), величина угла наклона косоугольного скачка уплотнения над областью отрыва (фиг. 8, а, те же точки) и "плато" давления (фиг. 8, б, точки 1 и 2, 3, 5 при  $p_s < 3,2$ ) практически совпадают с их значениями при свободном взаимодействии ударной волны с турбулентным пограничным слоем (кривые 2, 3 на фиг. 5 и сплошные кривые на фиг. 8).

Принципиальным результатом является распространение фундаментального свойства отрывных течений – совпадения величин "плато" давления в области отрыва и давления за косым скачком уплотнения в  $\lambda$ -конфигурации ударных волн и на случай несвободного взаимодействия (фиг. 8, б, светлые и темные точки 2–5). Величины  $\theta_s$  и  $p_p$  в области несвободного взаимодействия (фиг. 8, точки 5) могут быть аппроксимированы прямыми (штриховые линии). Абсциссы их точек пересечения с кривыми  $\theta_s(p_s)$  и  $p_p(p_s)$  свободного взаимодействия (сплошные линии на фиг. 8) соответствуют интенсивности падающего скачка уплотнения  $p_s \approx 3,4$ , при которой линия отрыва пограничного слоя совпадает с передней кромкой горизонтальной пластины (фиг. 5,  $\alpha \approx 18^\circ$  – ордината точки на кривой 2 при  $\epsilon \approx 90^\circ$  –  $\beta = 46^\circ$ ).

Это является косвенным подтверждением отмеченного выше факта сохранения характеристик свободного взаимодействия вплоть до выхода линии отрыва пограничного слоя на переднюю кромку горизонтальной пластины. Линейная и квадратичная аппроксимации данных для  $\theta_s$  и  $p_p$  в области несвободного взаимодействия приводят практически к одинаковым результатам, так как, например, коэффициент при второй степени  $p_s$  в представлении для  $p_p$  на порядок меньше коэффициента при первой степени.

Полученные экспериментальные данные с учетом их повторяемости дают основание считать, что как на режимах течения с близким расположением линии отрыва пограничного слоя к передней кромке, так и на режимах, соответствующих "сходу" линии отрыва, отвечающей свободному взаимодействию, с горизонтальной пластины, возмущенное течение носит стационарный характер. Это позволяет допустить, что разрушение конического течения около пространственных тел, обтекаемых сверхзвуковым потоком с присоединенными ударными волнами на острых передних кромках, наблюдавшееся при "выходе" линии отрыва на переднюю кромку в

условиях ударного слоя [1, 3], является следствием взаимодействия отрывного течения с головной ударной волной.

При углах стреловидности передней кромки горизонтальной пластины, когда реализуются режимы несвободного взаимодействия скачка уплотнения с пограничным слоем (фиг. 5, точки 2–4 при  $\alpha = 24^\circ$  и точки 5 при  $\alpha > 18^\circ$ ), структура области отрыва и сопутствующая волновая конфигурация (фиг. 3, *в–е*; 4, *б–г*) сохраняют черты этих образований, характерные для свободного взаимодействия (фиг. 3, *а, б*; 4, *а, д*).

Однако при несвободном взаимодействии и угол наклона косога скачка уплотнения над областью отрыва (фиг. 8, *а*, точки 2–5 при  $p_s > 3,5$ ), и "плато" давления (фиг. 8, *б*, те же точки) растут с уменьшением угла между падающим скачком уплотнения (фиг. 5, кривая 1) и передней кромкой и значительно превышают их значения при свободном взаимодействии. Угловой размер области отрыва уменьшается (фиг. 5), хотя присоединение оторвавшегося потока при  $\alpha > 18^\circ$  в силу большей величины угла "жидкого клина" – передней части области отрыва осуществляется ближе к вертикальной грани двугранного угла (светлые точки на фиг. 5), чем при свободном взаимодействии (кривая 3).

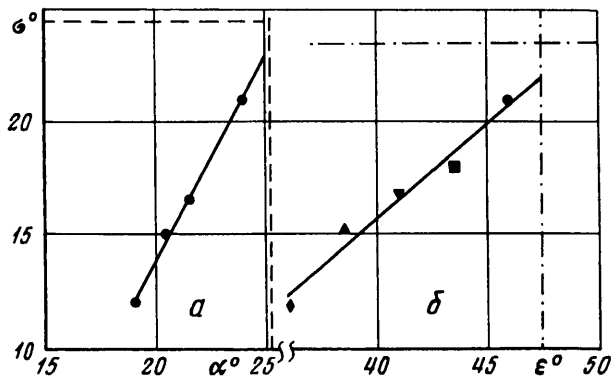
Вследствие роста угла наклона  $\theta_s$  косога скачка уплотнения над отрывной областью на режимах несвободного взаимодействия при приближении падающей ударной волны к передней кромке, возникает вопрос о существовании режима обтекания эффективного жидкого клина (определяется по  $\theta_s$  и  $M_n$ ) с присоединенным скачком уплотнения до совпадения падающей ударной волны с передней кромкой горизонтальной пластины. Если указанный режим обтекания при фиксированном угле стреловидности передней кромки и увеличении интенсивности падающего скачка уплотнения (либо при фиксированном  $p_s$  и увеличении  $\epsilon$ ) переставал бы существовать, то это означало бы с учетом наблюдаемых в эксперименте характеристик несвободного взаимодействия, что в окрестности острой передней кромки имеет место течение с некоторой особой структурой.

Для определения предельного режима обтекания эффективного жидкого клина используем данные для  $\theta_s$  при несвободном взаимодействии (фиг. 8, *а*), рассчитав по ним и числу Маха составляющей скорости невозмущенного потока, нормальной передней кромке, эффективный угол  $\sigma$  жидкого клина в зависимости от  $\alpha$  и  $\epsilon$  (фиг. 5, точки 5 при  $\beta = 44^\circ$ ; точки 2–5 при  $\alpha = 24^\circ$ ).

Результаты расчета представлены на фиг. 9. Вертикальными штриховой и штрихпунктирной прямыми указаны максимально возможные значения углов атаки и стреловидности (фиг. 5, ордината точки кривой 1 при  $\beta = 44^\circ$ ; абсцисса точки кривой 1 при  $\alpha = 24^\circ$ ). Этим предельным состояниям при  $M = 3,04$  соответствуют  $M_n = 2,11$  и 2,05. Горизонтальными отрезками штриховой (*а*) и штрихпунктирной (*б*) прямых для указанных значений  $M_n$  нанесены величины угла  $\sigma$ , при которых за присоединенным скачком уплотнения реализуется звуковое течение. Аппроксимируя экспериментальные данные прямыми  $\sigma(\alpha)$  и  $\sigma(\epsilon)$  и экстраполируя соответствующие зависимости на предельные значения  $\alpha$  и  $\epsilon$ , находим, что предельные значения эффективных углов жидкого клина отрывной области не превосходят величин, при которых реализуется звуковой режим течения на сфере за косыми скачками уплотнения над отрывной областью.

Таким образом, при несвободном взаимодействии реализуется течение с присоединенным косым скачком уплотнения к соответствующему эффективному жидкому клину отрывной области.

**Заключение.** Проведено комплексное экспериментальное исследование свободного и несвободного взаимодействий косых скачков уплотнения, генерируемых вертикальной гранью прямого двугранного угла, с пограничным слоем в окрестности острой передней кромки горизонтальной грани – пластины со скольжением при числе Маха невозмущенного потока  $M = 3,04$  и единичном числе Рейнольдса  $Re \approx 10^8 \text{ м}^{-1}$ .



Фиг. 9. Расчетные значения эффективного угла  $\sigma$  жидкого клина отрывной области при несвободном взаимодействии в зависимости от угла атаки (а) и стреловидности (б). Обозначения соответствуют фиг. 5

Установлено, что при увеличении стреловидности передней кромки горизонтальной пластины до величин, когда осуществляется ее совпадение с линией отрыва пограничного слоя, геометрические характеристики области отрыва, наклон косого скачка уплотнения над областью отрыва и величина "плато" давления совпадают с таковыми при свободном взаимодействии ударной волны с турбулентным пограничным слоем.

Как на режимах течения с близким расположением линии отрыва пограничного слоя к передней кромке, так и на режимах, соответствующих несвободному взаимодействию, возмущенное течение носит стационарный характер. При этом осредненная характеристика – угол наклона косого скачка уплотнения над отрывной областью – свидетельствует о его принадлежности к слабому семейству вплоть до режимов совпадения падающей ударной волны с передней кромкой.

При несвободном взаимодействии структура области отрыва и сопутствующая конфигурация ударных волн сохраняют черты этих образований, характерные для свободного взаимодействия, однако угол наклона косого скачка уплотнения, величина "плато" давления и градиенты параметров в передней части отрывной области значительно выше.

Фундаментальное свойство отрывных течений – совпадение величин давления "плато" и давления за косым скачком уплотнения над областью отрыва турбулентного пограничного слоя – остается справедливым и при несвободном взаимодействии.

Полученные данные позволяют предположить, что разрушение конического течения, имеющее место при выходе линии отрыва на передние кромки в условиях ударного слоя около некоторого пространственного тела, обусловлено взаимодействием отрывного течения с присоединенной к кромкам ударной волной.

Авторы признательны Ю.А. Демьянову за внимание к работе.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (коды проектов 97-01-00099, 00-01-00234).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. 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.

2. *Зубин М.А., Остапенко Н.А.* О структуре обтекания наветренной стороны V-образных крыльев при наличии отрыва турбулентного пограничного слоя // Изв. АН СССР. МЖГ. 1989. № 3. С. 68–76.
3. *Зубин М.А., Остапенко Н.А.* О некоторых режимах сверхзвукового обтекания наветренной стороны V-образных крыльев // Изв. РАН. МЖГ. 1992. № 2. С. 137–150.
4. *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. Вып. 2. № 8. С. 56–62.
5. *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.
6. *Зубин М.А., Остапенко Н.А.* Экспериментальное исследование структуры трехмерных сверхзвуковых течений с отрывом пограничного слоя в углах // Струйные и отрывные течения. М.: Изд-во МГУ, 1979. С. 14–42.
7. *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.
8. *Гонор А.Л., Зубин М.А., Остапенко Н.А.* Применение лазеров в оптических методах экспериментальной аэродинамики. М.: Изд-во МГУ, 1982. 52 с.
9. *Петров Г.И., Лихущин В.Я., Некрасов И.П., Соркин Л.И.* Влияние вязкости на сверхзвуковой поток со скачками уплотнения // Тр. ЦИАМ. 1952. № 224. 28 с.

Москва  
Институт механики МГУ  
E-mail: [ostap@inmech.msu.su](mailto:ostap@inmech.msu.su)

Поступила в редакцию  
15.IV.1999