

УДК 532.526:533.6.011.72

© 2004 г. М. А. ЗУБИН, Н. А. ОСТАПЕНКО

## О РАЗРУШЕНИИ КОНИЧЕСКОГО ТЕЧЕНИЯ ПРИ “НЕСВОБОДНОМ” ВЗАИМОДЕЙСТВИИ УДАРНЫХ ВОЛН С ПОГРАНИЧНЫМ СЛОЕМ

С использованием различных экспериментальных методов, в том числе специальной лазерной технологии для визуализации сверхзвуковых конических течений газа, изучено несвободное взаимодействие ударных волн с пограничным слоем на пластине со скольжением, установленной под углом атаки к невозмущенному потоку. Показано, что несвободное взаимодействие в условиях ударного слоя может приводить к разрушению конического течения до выхода падающей ударной волны на переднюю кромку.

*Ключевые слова:* сверхзвуковой поток, коническое течение, ударные волны, пограничный слой, свободное и несвободное взаимодействия.

В соответствии с терминологией, принятой в [1–4], при несвободном взаимодействии ударных волн с пограничным слоем передняя кромка препятствует распространению линии отрыва пограничного слоя вверх по потоку, которое имело бы место при свободном взаимодействии. Интерес к указанному явлению обусловлен тем, что отрыв пограничного слоя и сопутствующие ударно-волновые структуры, возникающие в ударном слое около пространственных тел при падении внутренних скачков уплотнения на стенку, могут оказывать не только локальное влияние на возмущенное течение, но и приводить к его качественным изменениям [5–7].

Как показывает опыт, образующиеся зоны отрыва пограничного слоя могут не только изменить распределенную нагрузку на обтекаемое тело, но и вызвать разрушение конического течения. В случае приближения и выхода линии отрыва пограничного слоя на переднюю кромку может реализовываться нестационарный режим обтекания [5], либо стационарное течение с отсоединенной ударной волной от носика конического тела [7]. Исследование таких качественных перестроек структуры течения важно, так как они сопровождаются скачкообразным изменением аэродинамических и тепловых нагрузок на обтекаемое тело.

В экспериментах [1–4] на модели прямого двугранного угла (когда ударная волна, генерируемая одной из граней, нормально падает на вторую грань, установленную по потоку с углом скольжения передней кромки) обнаружено, что на режимах течения с близким расположением линии отрыва пограничного слоя к передней кромке и на режимах, соответствующих несвободному взаимодействию, возмущенное течение является коническим и не разрушается вплоть до режимов совпадения падающей ударной волны с передней кромкой. Об этом свидетельствуют данные, полученные с использованием различных экспериментальных методов. В частности, угол наклона ского скачка уплотнения над отрывной областью, измеренный по оптическим снимкам течения, указывает на его принадлежность к слабому семейству. Таким образом, эффективный “жидкий клин” области отрыва при несвободном взаимодействии на пластине, установленной по потоку, не приводит к отсоединению скачка уплотнения, образующегося над отрывной областью, и разрушению конического течения [1–4].

Результаты экспериментальных исследований [1–4] позволили предположить, что разрушение конического течения, имеющее место около различных конических тел при выходе линии отрыва на острые передние кромки в условиях ударного слоя, либо

обусловлено взаимодействием отрывного течения с присоединенной к кромкам ударной волной, либо реализацией несвободного взаимодействия при специальных условиях на передней кромке.

Ниже приведены результаты комплексного экспериментального исследования режимов перехода от свободного к несвободному взаимодействию на модельной задаче, реализующейся при сверхзвуковом обтекании прямого двугранного угла, когда грань, на которой развивается отрывное течение, установлена под углом атаки.

Экспериментальные данные, полученные прямым теневым методом [8], позволили проследить эволюцию структуры возмущенного течения в окрестности скользящей передней кромки пластины при падении на нее ударных волн возрастающей интенсивности и прийти к выводу о существовании области изменения параметров с несвободным типом взаимодействия падающей ударной волны с пограничным слоем.

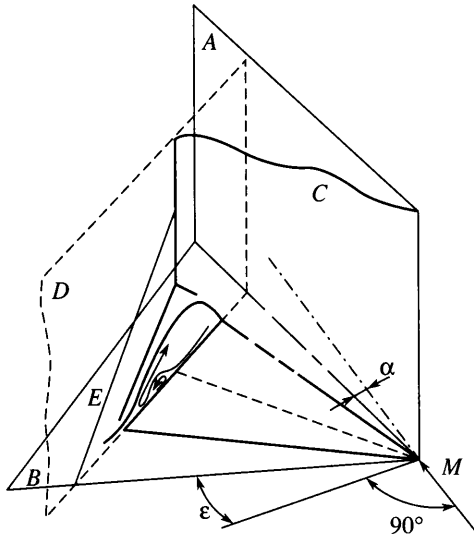
Этот тип взаимодействия возникает после двух последовательных этапов развития возмущенного течения, характеризующихся существованием  $\lambda$ -конфигурации ударных волн внутри ударного слоя и затем непосредственным влиянием косоугольного скачка уплотнения над областью отрыва на ударную волну, присоединенную к скользящей кромке пластины. Обсуждаемый тип несвободного взаимодействия сопровождается образованием на передней кромке пластины результирующей ударной волны, обеспечивающей поворот потока при наличии установочного угла атаки передней кромки и эффективного жидкого клина области отрыва. Причем, характеристики несвободного взаимодействия, реализующегося на пластине, установленной под углом атаки, отличаются от характеристик несвободного взаимодействия на пластине, установленной по потоку. При определенном сочетании параметров модельной задачи осуществляется звуковой режим течения за косым скачком уплотнения над эффективным жидким клином области отрыва, когда возмущенное коническое течение начинает разрушаться.

Приведенные здесь результаты экспериментального исследования получены для одного числа Маха невозмущенного потока и поэтому не обладают полнотой, достаточной для построения эмпирических зависимостей, позволяющих прогнозировать разрушение конического течения в общем случае.

**1. Постановка экспериментальных исследований.** Эксперименты проводились на аэродинамической установке А-3 Института механики МГУ с камерой Эйфеля и соплом прямоугольного сечения  $200 \times 200$  мм 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) представляла собой прямой двугранный угол, составленный из пластин с острыми передними кромками длиной 110 мм. Для измерения давления на гранях двугранного угла пластина А – генератор скачка уплотнения С – дренирована в сечении, перпендикулярном ребру угла, на расстоянии 45 мм от ее передней кромки, а пластина В – в двух сечениях по дугам окружностей с общим центром в вершине угла и радиусами  $r_1 = 60$  мм и  $r_2 = 90$  мм.

Давление на вертикальной грани А двугранного угла измерялось в области, расположенной вне конусов Маха однородного потока за падающим скачком уплотнения с вершинами в крайних точках ее передней кромки.

Экспериментальная модель с помощью цилиндрической державки, соединенной с пластиной В, крепилась в устройстве, установленном на верхней крышке камеры Эйфеля аэродинамической установки. Конструкция узла крепления модели обеспечивала три степени свободы: вертикальное перемещение модели; поворот модели вокруг вертикальной оси, при котором изменяется угол стреловидности  $\epsilon$  передней кромки пластины В; поворот модели вокруг оси державки, обеспечивающий установку пластины В под углом атаки  $\alpha_1$  к невозмущенному потоку. Однако поскольку ось державки конструктивно составляла  $45^\circ$  с передней кромкой пластины В, то угол  $\alpha_1$  выполнял указанную функцию только при  $\epsilon = 45^\circ$ . Пластина А – генератор косых скачков уплотнения устанавливалась под углом атаки  $\alpha$  к невозмущенному потоку



Фиг. 1. Схема течения в прямом двугранном угле: А – грань, установленная под углом атаки  $\alpha$  и генерирующая косой скачок уплотнения С; В – грань с углом стреловидности передней кромки  $\epsilon$ , установленная под углом атаки  $\alpha_1$  к невозмущенному потоку; D – плоскость, перпендикулярная скачку уплотнения С, с характерной схемой течения в возмущенной области; Е – скачок уплотнения, присоединенный к передней кромке пластины В

при  $\alpha_1 = 0$  и уже заданном угле  $\epsilon$  путем перемещения по пластине В, осуществляя вращение вокруг своей передней кромки.

Таким образом, перечисленные углы, задающие положение модели в потоке, устанавливались в последовательности –  $\epsilon$ ,  $\alpha$ ,  $\alpha_1$ . Из сказанного выше ясно, что при  $\alpha_1 \neq 0$  углы  $\epsilon$  и  $\alpha$  уже не отвечают их первоначальному смыслу. Также и установка некоторого угла  $\alpha_1$  при  $\epsilon \neq 45^\circ$ , осуществляемая поворотом пластины В вокруг оси, составляющей угол  $45^\circ$  с ее передней кромкой, не отвечает заданию соответствующего угла атаки пластины В. Следовательно, в общем случае углы  $\epsilon$ ,  $\alpha$ ,  $\alpha_1$  – лишь установочные углы, через которые могут быть определены истинные углы скольжения и атаки пластин, составляющих двугранный угол. Величины последних будут близки к установочным значениям при малых отклонениях угла  $\epsilon$  от  $45^\circ$  и малом угле  $\alpha_1$ .

В опытах при  $\alpha_1 \neq 0$  пластина А (фиг. 1) по-прежнему является генератором косых скачков уплотнения, которые после взаимодействия с ударной волной, присоединенной к передней кромке пластины В, проникают в ударный слой и взаимодействуют с пограничным слоем на пластине В. Ударная волна, присоединенная к передней кромке пластины В, взаимодействует со скачком уплотнения С на участке с дозвуковым коническим течением за ним. Поэтому во внешней окрестности конуса Маха однородного потока за скачком С, имеющего своей вершиной пересечение передних кромок пластин, составляющих двугранный угол, может существовать внутренняя ударная волна – элемент несимметричного маховского взаимодействия косых скачков уплотнения, присоединенных к передним кромкам пластин. Существование внутренней ударной волны специально не изучалось из-за большого углового расстояния от структур, обусловленных отрывом пограничного слоя – основного предмета настоящего исследования. О наличии или отсутствии указанного внутреннего скачка уплотнения в некоторых случаях можно судить косвенно по уровням давления на пластине А и на пластине В в окрестности ребра двугранного угла.

При описанной постановке экспериментального исследования взаимодействия ударных волн с пограничным слоем определение интенсивности падающего на пограничный слой внутреннего скачка уплотнения требует решения соответствующей краевой невязкой задачи. И то только в случае, когда отрыв носит локальный характер и не влияет на головную ударную волну. Однако поскольку для установления свойств возмущенного течения, главным образом качественного характера, действительная интенсивность внутренней ударной волны, падающей на пограничный слой, не важна, то в качестве параметра, регулирующего изменения течения в ударном слое, удобно принять, как и в случае  $\alpha_1 = 0$  [1–4], угол атаки  $\alpha$  пластины А.

Интенсивность внутренней ударной волны, падающей на пограничный слой, развивающийся на пластине В, зависит не только от интенсивности падающего скачка уплотнения С (фиг. 1), но и, в частности, от интенсивности косого скачка уплотнения, присоединенного к передней кромке пластины В при  $\alpha_1 \neq 0$ . Причем, чем выше интенсивность скачка уплотнения, присоединенного к передней кромке пластины В при постоянной интенсивности ударной волны, генерируемой пластиной А, тем ниже интенсивность внутреннего скачка уплотнения, падающего на пограничный слой, так как подъем давления в возмущенной области по отношению к давлению в невозмущенном потоке в среднем близок как к интенсивности скачка уплотнения С, так и к сумме интенсивностей скачка уплотнения, присоединенного к передней кромке пластины В, и внутреннего скачка уплотнения, падающего на пограничный слой.

Поэтому чтобы существовала возможность воздействовать на пограничный слой ударными волнами с интенсивностью, изменяющейся в достаточно широких пределах и обеспечивающей реализацию несвободного взаимодействия, скачок уплотнения, образующийся на передней кромке пластины В, должен иметь значительно меньшую интенсивность, чем скачок уплотнения С (фиг. 1). Для количественного обоснования величин определяющих параметров необходимо проведение соответствующих численных расчетов обтекания двугранного угла. Однако для целей поставленного экспериментального исследования приведенных качественных соображений достаточно.

В связи со сказанным и с учетом результатов экспериментальных исследований [1–4] были выбраны следующие значения углов установки модели: угол стреловидности передней кромки и угол атаки пластины В соответственно –  $\epsilon = 41^\circ$ ,  $\alpha_1 = 3$  и  $5^\circ$ . Угол атаки пластины А – генератора скачка уплотнения С изменялся в необходимых пределах.

Во время эксперимента производилась съемка возмущенного конического течения в плоскости, перпендикулярной падающему скачку уплотнения, с использованием прямотеневого оптического метода с точечным источником света на поверхности модели [8]. Для визуализации течения на поверхности пластины В использовалось масляное покрытие. Измерение давления осуществлялось датчиками ИКД6ТДа. Накопление и обработка информации производились измерительно-вычислительным комплексом на базе РС и аппаратуры КАМАК.

**2. Экспериментальные данные и их анализ.** Приведенные ниже результаты экспериментов относятся к режимам, когда свободное а затем и несвободное взаимодействие осуществляются в условиях сжатого слоя, создаваемого на пластине В (фиг. 1) при угле  $\alpha_1 \neq 0$  (разд. 1). Таким образом, в поставленном эксперименте качественно моделируются условия, при которых может иметь место разрушение сверхзвукового конического течения около пространственных тел, обусловленное выходом на переднюю кромку (кромки) тела на наветренной стороне линии отрыва пограничного слоя [5–7].

Во всех экспериментах угол стреловидности передней кромки  $\epsilon = 41^\circ$ . Приведем необходимые для интерпретации экспериментальных данных формулы для расчета параметров потока на скользящих кромках пластин В и А через установочные углы  $\epsilon$  и  $\alpha_1$

$$M_{nB} = Mu_{nk}, \quad \sin \alpha_{kB} = \frac{\sin \alpha_1 \cos \epsilon_1}{u_{nk}} \quad (2.1)$$

$$u_{nk} = \sqrt{\frac{1}{2}(\sin \varepsilon_1 + \cos \varepsilon_1 \cos \alpha_1)^2 + \cos^2 \varepsilon_1 \sin^2 \alpha_1}, \quad \varepsilon_1 = 45^\circ - \varepsilon \quad (2.2)$$

$$u_{\tau k} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\cos \varepsilon_1 \cos \alpha_1 - \sin \varepsilon_1)$$

$$M_{nA} = M \sqrt{\cos^2 \varepsilon_1 \cos^2 \alpha_1 + \sin^2 \varepsilon_1}, \quad \alpha_{kA} = \alpha + \arctg\left(\frac{\operatorname{tg} \varepsilon_1}{\cos \alpha_1}\right) - \varepsilon_1 \quad (2.3)$$

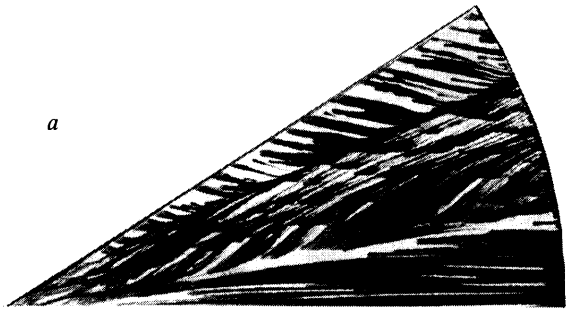
В (2.1)  $M_{nB}$  – число Маха составляющей скорости невозмущенного потока  $u_{nk}$ , перпендикулярной передней кромке пластины В;  $\alpha_{kB}$  – угол атаки пластины В в плоскости, перпендикулярной передней кромке. В обсуждаемых ниже экспериментах  $\varepsilon_1 = 4^\circ$ .  $u_{\tau k}$  (2.2) – составляющая скорости набегающего потока, тангенциальная передней кромке. В (2.3)  $M_{nA}$  – число Маха составляющей скорости невозмущенного потока, перпендикулярной передней кромке пластины А;  $\alpha_{kA}$  – угол атаки пластины А в плоскости, перпендикулярной ее передней кромке. Нетрудно проверить, что при малых углах  $\varepsilon_1$  и  $\alpha_1$  параметры потока на передних кромках пластин В и А (2.1)–(2.3) отличаются на величины второго порядка малости по сравнению с единицей от их значений, вычисленных в предположении, что  $\varepsilon$  и  $\alpha_1$  – действительные угол стреловидности передней кромки и угол атаки пластины В, а  $\alpha$  – угол атаки пластины А.

На фиг. 2 и 3 ( $\alpha_1 = 3^\circ$ ) приведены теньевые снимки возмущенного течения, полученные с помощью специального оптического метода [8] в плоскости, перпендикулярной ударной волне С, генерируемой пластиной А (фиг. 1), и картины предельных линий тока на пластине В, полученные методом масляного покрытия при различных углах  $\alpha$  пластины А. Поскольку в условиях сжатого слоя заранее установить, при каких значениях  $\alpha$  начнется несвободное взаимодействие, не представляется возможным, эксперименты проводились с неравномерным и в отдельных случаях с весьма малым шагом по  $\alpha$ .

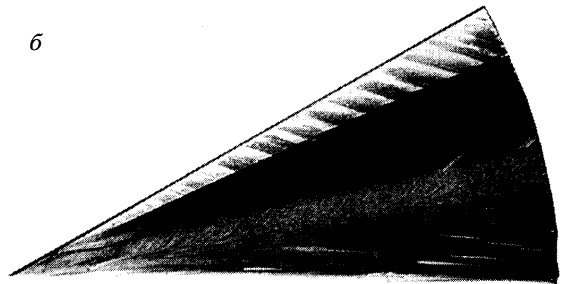
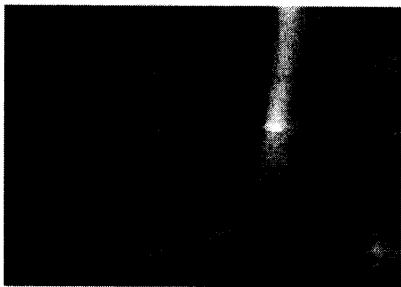
На фиг. 2, а ( $\alpha = 16.5^\circ$ ) наблюдается свободное взаимодействие внутреннего скачка уплотнения с пограничным слоем. Оно носит локальный характер. Ударная волна, присоединенная к передней кромке, приходит на ударную волну, генерируемую пластиной А, выше точки ветвления  $\lambda$ -конфигурации ударных волн, образовавшейся в результате падения результирующего скачка уплотнения на пограничный слой. Картина предельных линий тока свидетельствует о коническом характере течения в возмущенной области. Исключение составляют лишь область вихря в окрестности вертикальной стенки (на снимке предельных линий тока справа от линии присоединения потока, наблюдающейся как светлая полоса) и область ламинарно-турбулентного перехода пограничного слоя внутри отрывной области, идентифицируемая размыванием внутреннего отрыва ламинарного пограничного слоя (приблизительно на первой четверти длины модели). Внутренний отрыв турбулентного пограничного слоя не наблюдается [4, 9].

На фиг. 2, б, в, г ( $\alpha = 19, 21.5$  и  $23^\circ$  соответственно) по-прежнему имеет место свободное взаимодействие. Линия отрыва еще не вышла на переднюю кромку пластины В. Скачок уплотнения, присоединенный к передней кромке, сначала взаимодействует со скачком уплотнения С (фиг. 1) над точкой ветвления  $\lambda$ -конфигурации ударных волн (фиг. 2, б), затем практически приходит в точку ветвления ударных волн (фиг. 2, в) и, наконец, взаимодействует с косым скачком уплотнения над областью отрыва (фиг. 2, г). Внутренний отрыв турбулентного пограничного слоя еще неустойчив. Конический характер возмущенного течения нарушается в тех же областях течения, на которые было указано выше.

Течение по обводу отрывной области носит трансзвуковой характер. На всех теньевых снимках под контактном разрывом, исходящим из тройной точки  $\lambda$ -конфигурации ударных волн, наблюдаются скачки уплотнения (фиг. 2). Обращает на себя внима-



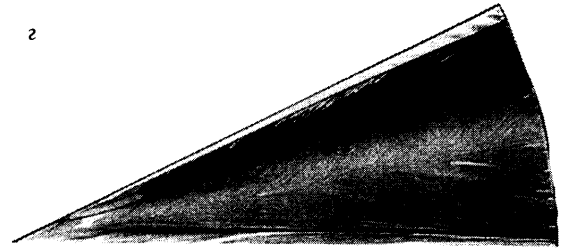
a



б

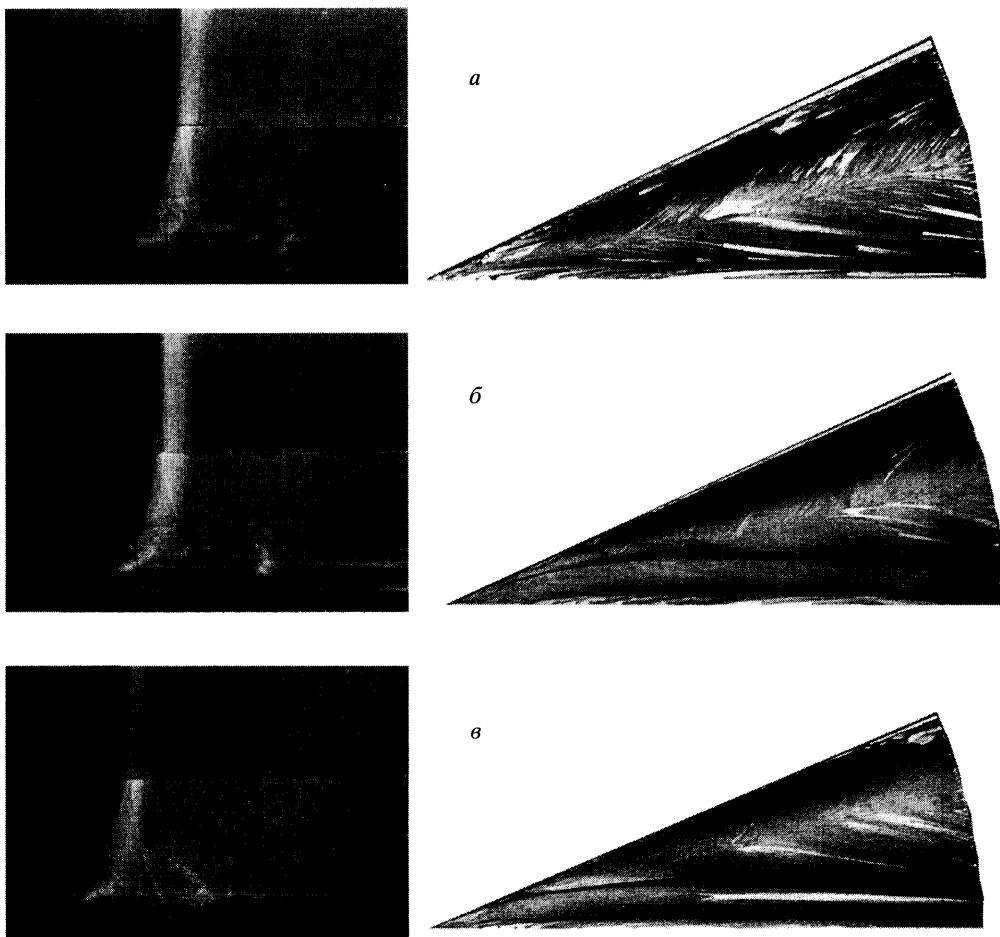


в



г

Фиг. 2. Теневые снимки течения в плоскости  $D$  и картины течения предельных линий тока на пластине  $B$  (метод масляной пленки). Режимы свободного взаимодействия в условиях сжатого слоя при  $\alpha_1 = 3^\circ$  и  $\alpha = 16.5, 19, 21.5, 23^\circ$  (a-г)



Фиг. 3. Режимы несвободного взаимодействия в условиях сжатого слоя при  $\alpha_1 = 3^\circ$  и  $\alpha = 24, 25, 26.5^\circ$  (а–в)

ние качественное изменение в поведении контактного разрыва. Если при  $\alpha \in (16.5^\circ, 21.5^\circ)$  (фиг. 2, а–в) поверхности контактного разрыва уходят за линию присоединения оторвавшегося потока в сторону ребра двугранного угла, то при  $\alpha \approx 23^\circ$  (фиг. 2, в) контактная поверхность заканчивается в пределах фотоснимка, сворачиваясь, приблизительно, над линией присоединения потока. Эти данные указывают на особое расположение точки (точек) Ферри в невязком ударном слое около прямого двугранного угла с коническим телом вытеснения на грани В, имитирующим область отрыва пограничного слоя. Эти качественные изменения структуры линий тока можно связать с началом взаимодействия скачка, присоединенного к передней кромке, с косым скачком над отрывной областью [7].

На фиг. 3, а–в ( $\alpha = 24, 25$  и  $26.5^\circ$  соответственно) наблюдается “несвободное” взаимодействие. Скачок уплотнения, присоединенный к передней кромке пластины В (фиг. 1), и косой скачок уплотнения над областью отрыва практически объединились в одну ударную волну. На это указывает и внешняя линия отрыва пограничного слоя, расположенная у самой кромки пластины В. Внутренний отрыв пограничного

слоя существует уже по всей длине модели, что свидетельствует об отрыве и ламинарного, и турбулентного пограничных слоев в возвратном потоке [9].

С ростом интенсивности падающей ударной волны С (фиг. 1) в ударном слое появляются новые особенности в структуре течения, которые носят неконический характер. При  $\alpha = 24^\circ$  (фиг. 3, а) коническое течение в определенных областях нарушается (см. картину предельных линий тока). Как и при  $\alpha < 24^\circ$ , это происходит из-за изменения состояния пограничного слоя в возвратном потоке области отрыва. На что указывают искривление внутренней линии отрыва, а также появление в малой окрестности ребра двугранного угла пристеночного вихря с вращением по часовой стрелке.

Однако при  $\alpha > 24^\circ$  (фиг. 3, б, в) в окрестности ребра двугранного угла между линией присоединения основной области отрыва и упомянутым вихревым течением образуются еще два вихря, закрученных в противоположные стороны. Внешний по отношению к ребру двугранного угла в своей верхней части касается основной зоны отрыва, на что указывает близость линии стекания к линии присоединения (растекания потока) основной области отрыва. Причины такой качественной перестройки структуры течения в возмущенной области и соответствующие ей параметры требуют дальнейшего исследования.

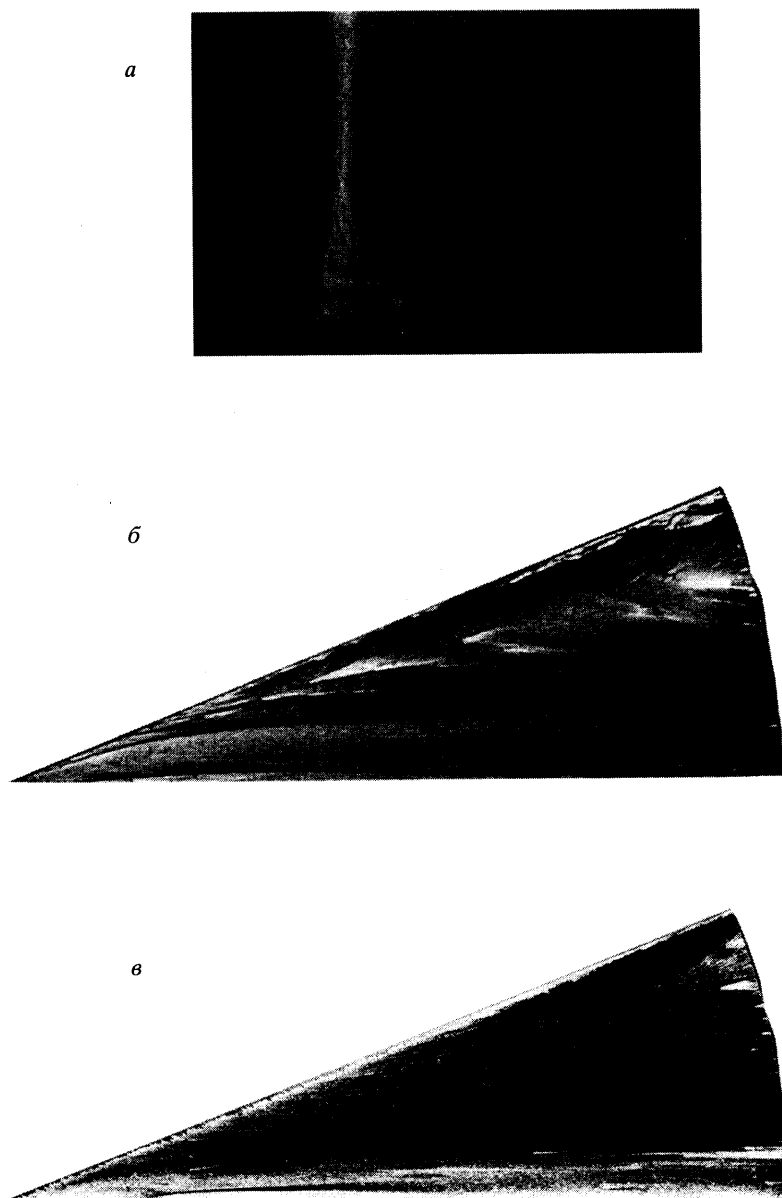
Появление дополнительных неконических вихрей в окрестности ребра двугранного угла совпадает как с указанным выше изменением вида взаимодействия скачка уплотнения на кромке с  $\lambda$ -конфигурацией ударных волн, так и с началом уменьшения углового размера области отрыва на режиме несвободного взаимодействия. Это обусловлено приближением падающей ударной волны к передней кромке пластины В при ограничении угла наклона косога скачка над областью отрыва величиной, значительно меньшей  $\pi/2$  (см. теневые снимки течения на фиг. 3, а–в). Уже при  $\alpha = 24^\circ$  (фиг. 3, а) угол между падающей волной С (фиг. 1) и передней кромкой составляет около  $6.5^\circ$ , а при  $\alpha = 26.5^\circ$  (фиг. 3, в) – около  $2.5^\circ$ . Сокращение углового размера области отрыва наблюдается и на картинах предельных линий тока, что выражается в приближении линии присоединения потока к передней кромке.

При всех значениях параметров на режиме несвободного взаимодействия (фиг. 3, а–в) поверхность контактного разрыва, исходящая из линии ветвления ударных волн, сворачивается над областью присоединения потока. Это хорошо наблюдается с ростом угла  $\alpha$  из-за уменьшения относительного размера области отрыва на теневых снимках одинакового масштаба.

На фиг. 4 представлены результаты экспериментов при  $\alpha = 27.5^\circ$ , причем картина предельных линий тока – двумя снимками (б, в). На снимке б наблюдается картина течения, качественно схожая с приведенными на фиг. 3, б, в при меньших значениях угла  $\alpha$ . Различие состоит в нерегулярной форме линии отрыва вниз по потоку на второй половине пластины В в окрестности передней кромки, указывающей на неустойчивый характер течения в возмущенной области для соответствующей совокупности определяющих параметров.

Картина предельных линий тока на фиг. 4, в свидетельствует, что на передней кромке пластины В от вершины угла до приблизительно половины ее длины реализуется отсоединение ударной волны от кромки. Отходящие от нее предельные линии тока указывают на наличие протока газа, не подверженного влиянию внутренних ударных волн вплоть до задней кромки модели. В то же время далее вниз по потоку в окрестности передней кромки наблюдается формирование отрывной зоны с линией отрыва, расположенной вдоль кромки. Это указывает, что ударная волна С на рассматриваемом участке вновь взаимодействует со скачком уплотнения, присоединенным к передней кромке, а результирующая ударная волна вызывает стационарный отрыв пограничного слоя. Три неконических вихря в окрестности ребра двугранного угла наблюдаются и на этом режиме обтекания, что позволяет предположить, что их существование обусловлено течением, формирующимся около пластины А при  $\alpha \geq 25^\circ$ .





Фиг. 4. Разрушение конического течения в условиях сжатого слоя при  $\alpha_1 = 3^\circ$  и  $\alpha = 27.5^\circ$

Дальнейшее увеличение интенсивности падающей ударной волны приводит к росту протяженности участка передней кромки пластины В, на которой осуществляется отсоединение ударной волны. При этом основные черты возмущенного течения остаются неизменными.

Таким образом, хотя падающая ударная волна С (фиг. 1) при  $\alpha = 27.5^\circ$  (фиг. 4) еще не достигла передней кромки пластины В (это происходит при  $\alpha \approx 28.5^\circ$ ) и мог бы реализоваться режим несвободного взаимодействия, в эксперименте наблюдается разрушение конического течения. Следовательно, в соответствии с приведенными экспери-

ментальными данными при несвободном взаимодействии в условиях ударного слоя может осуществляться разрушение конического течения, что не имеет места в экспериментах с пластиной В, установленной по потоку [1–4].

Аналогичный вывод позволяют сделать и результаты экспериментов при  $\alpha_1 = 5^\circ$ .

При  $\alpha = 19, 21.5$  и  $22.5^\circ$  наблюдается свободное взаимодействие. В первом случае отрыв пограничного слоя так же, как и на фиг. 2, а, б ( $\alpha_1 = 3^\circ$ ), носит локальный характер, когда ударная волна, присоединенная к передней кромке, приходит на ударную волну, генерируемую пластиной А, выше точки ветвления  $\lambda$ -конфигурации ударных волн. Наблюдается внутренний отрыв пограничного слоя по всей длине модели. Значит, реализуется отрыв и ламинарного, и турбулентного пограничных слоев [4, 9]. В двух других случаях  $\alpha = 21.5$  и  $22.5^\circ$  косой скачок уплотнения над областью отрыва уже взаимодействует с ударной волной, присоединенной к передней кромке. Влияние отрыва пограничного слоя приобретает глобальный характер. Качественные изменения происходят в ударно-волновой конфигурации и течения в возмущенной области. Это относится как к поведению контактного разрыва, о котором говорилось выше для  $\alpha_1 = 3^\circ$ , так и зарождению ещё двух вихрей в окрестности ребра двугранного угла.

При  $\alpha = 24, 25$  и  $25.5^\circ$  имеет место несвободное взаимодействие в условиях ударного слоя. Наблюдается внутренний отрыв пограничного слоя в возвратном потоке отрывной области по всей длине модели. Поверхность контактного разрыва, исходящая из линии ветвления ударных волн, сворачивается над линией растекания (присоединения) потока, как и при  $\alpha_1 = 3^\circ$  (фиг. 2, г, 3, а–в). Картина предельных линий тока качественно соответствует таковой при  $\alpha_1 = 3^\circ$  (фиг. 3, а–в).

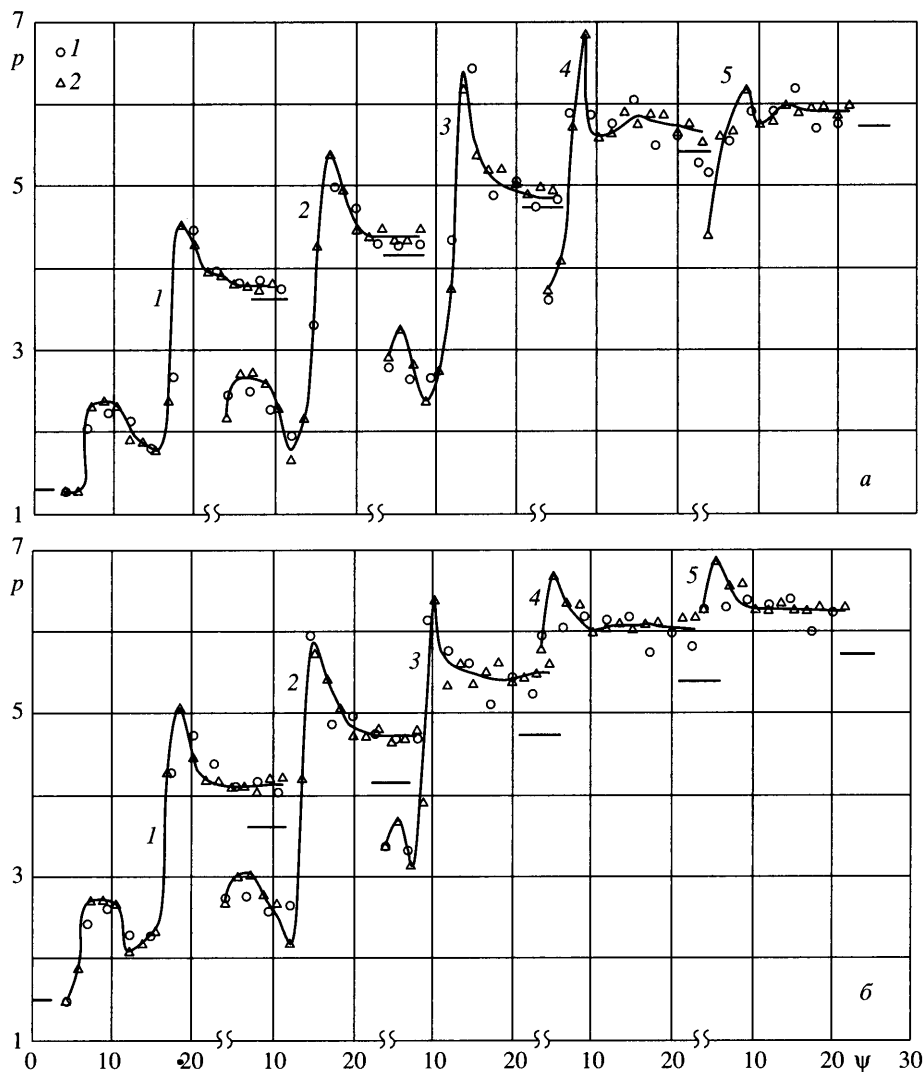
При  $\alpha = 26.5^\circ$  структура возмущенного течения указывает на отсоединение ударной волны от передней кромки пластины В на  $2/3$  ее длины от вершины угла и на наличие присоединенного скачка уплотнения к “нижнему” участку передней кромки, где наблюдаются признаки образования новой отрывной области. Другими словами, хотя предельный угол  $\alpha = 28.5^\circ$ , при котором падающая ударная волна выходит на переднюю кромку, еще не достигнут, реализуется разрушение конического течения.

Сравнивая результаты экспериментов при  $\alpha_1 = 3^\circ$  и  $5^\circ$ , можно заключить, что во втором случае коническое течение разрушается при меньшей интенсивности падающей ударной волны С. Уже при  $\alpha \approx 26.5^\circ$  наблюдается проток газа на верхнем участке передней кромки между носиком модели и образующейся ниже по течению областью отрыва, в то время как в первом случае переход к существенно трехмерному обтеканию двугранного угла осуществляется при  $\alpha \approx 27.5^\circ$  (фиг. 4, б, в), когда естественные, всегда имеющие место в разных экспериментах малые отличия в условиях обтекания приводят к качественной смене режимов обтекания модели.

На фиг. 5 приведено распределение давления на пластине В при  $\alpha_1 = 3^\circ$  (а) и  $\alpha_1 = 5^\circ$  (б). Точки 1 и 2 указывают величины давления (отнесено к давлению в невозмущенном потоке) в дренажных поясах с радиусами  $r_1$  и  $r_2$  (разд. 1), аппроксимированные сплайнами. Кривые 1–5 на фиг. 5 соответствуют углам атаки  $\alpha = 19, 21.5, 24, 26.5$  и  $27.5^\circ$ . Горизонтальными отрезками прямых указаны уровни давления за присоединенными к передним кромкам пластин В и А скачками уплотнения.

Как следует из результатов для  $\epsilon = 41^\circ$  и  $\alpha_1 = 0$  [1–3], при свободном ( $\alpha < 21.5^\circ$ ) и несвободном взаимодействиях возмущенное течение является коническим вплоть до выхода падающей ударной волны на переднюю кромку пластины В, за исключением областей ламинарно-турбулентного перехода в пограничном слое. Об этом свидетельствует хорошее совпадение величин давления в двух дренажных поясах при  $\alpha_1 = 0$  [3]. Это же наблюдается и при  $\alpha_1 = 3^\circ$  (фиг. 5, а) (аппроксимации 1–3; см. также фиг. 2, а–г, 3 а,  $\alpha < 25^\circ$ ), и при  $\alpha_1 = 5^\circ$  (фиг. 5, б) (аппроксимации 1–3).

Распределение давления на фиг. 5, а (аппроксимация 5,  $\alpha = 27.5^\circ$ ), скорее всего, уже отвечает режиму трехмерного обтекания модели, наблюдающемуся на картине предельных линий тока (фиг. 4, в). На отсутствие конического течения в возмущенной



Фиг. 5. Распределение давления на пластине В при  $\alpha_1 = 3^\circ$  (а) и  $5^\circ$  (б);  $\alpha = 19, 21.5, 24, 26.5$  и  $27.5^\circ$  (кривые 1–5); точки 1, 2 – давление в первом и втором дренажных поясах

области указывают и распределения давления при  $\alpha_1 = 5^\circ$  (аппроксимации 4 и 5 на фиг. 5, б;  $\alpha = 26.5$  и  $27.5^\circ$ ). Давление в первом дренажном поясе (точки 1), расположенном в области, где реализуется проток газа от передней к задней кромке модели, почти постоянно. Во втором дренажном поясе (точки 2) реализуется отрывной профиль распределения давления, обусловленный входением ударной волны внутрь двугранного угла приблизительно на расстоянии от носика модели, равном половине ее длины и далее вниз по потоку.

В отличие от режимов взаимодействия в условиях невозмущенного потока [3] при взаимодействии в условиях ударного слоя (фиг. 5) давление в однородном потоке за присоединенным к передней кромке пластины А скачком уплотнения ниже давления

в возмущенной области на пластине В в окрестности линии излома двугранного угла. Это свидетельствует, что во внешней окрестности конуса Маха указанного однородного потока реализуется ударная волна, падающая на пластину А.

Для выяснения причин, приводящих к разрушению конического течения при несвободном взаимодействии в условиях ударного слоя и переходу к существенно трехмерному течению, проведем анализ зависимости эффективного угла  $\sigma$  жидкого клина области отрыва в плоскости, перпендикулярной линии отрыва, от угла  $\alpha$ .

На фиг. 6 приведены данные для  $\sigma(\alpha)$  на режимах свободного (светлые точки) и несвободного (темные точки) взаимодействий. Они получены в результате расчетов с использованием измеренного на теневых снимках угла наклона косого скачка уплотнения над областью отрыва –  $\theta_S(\alpha)$  к поверхности пластины В ( $\alpha_1 \neq 0$ , свободное взаимодействие в условиях ударного слоя). При несвободном взаимодействии ( $\alpha_1 \neq 0$ ) угол наклона  $\theta_r$ , результирующего скачка уплотнения на передней кромке к направлению составляющей скорости невозмущенного потока, нормальной кромке, рассчитывался по формуле

$$\theta_r = \theta_S(\alpha) + \alpha_{kB} \quad (2.4)$$

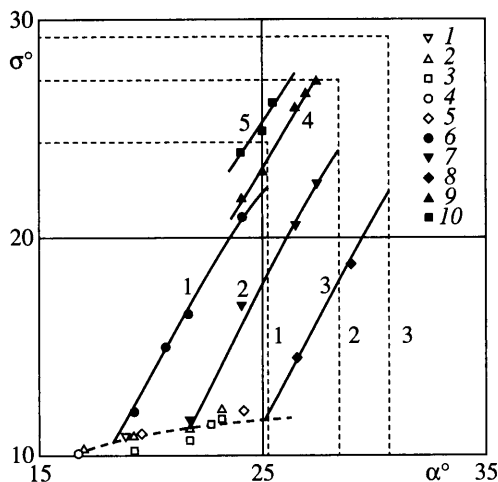
В (2.4)  $\alpha_{kB}$ , а также необходимые параметры для определения  $\sigma(\alpha)$  вычислялись с использованием (2.1). Аппроксимирующие зависимости (сплошные кривые 1–3) для несвободного взаимодействия в условиях невозмущенного потока рассчитаны с использованием эмпирических соотношений для  $\theta_S(\alpha)$  [3]. Их начала располагаются при  $\alpha \approx 18, 21.5$  и  $25^\circ$  в точках пересечения со штриховой кривой, аппроксимирующей зависимость  $\sigma(\alpha)$  для “свободного” взаимодействия, представленную точками 1 [1–3].

Вертикальные отрезки штриховых прямых 1–3 отвечают значениям  $\alpha = \alpha_e$ , когда падающая ударная волна С (фиг. 1) при указанных углах стреловидности  $\epsilon$  выходит на переднюю кромку пластины В, а горизонтальные отрезки – значениям угла  $\sigma$ , когда при соответствующих  $M_{нВ}(\epsilon)$  (2.11; 2.29 и 2.46) (2.1), (2.2) на клиннике реализуется звуковое течение. Различие в значениях  $\alpha_e$  и  $M_{нВ}$  при малых  $\alpha_1$  ( $\epsilon = 41^\circ$ ) несущественно (2.1), (2.3). Поэтому штриховые прямые 1–3 для  $\alpha_1 = 3$  и  $5^\circ$  на фиг. 6 не нанесены.

Согласно данным, представленным кривыми 1–3 (фиг. 6), при предельных значениях  $\alpha$  (вертикальные штриховые прямые 1–3) для несвободного взаимодействия на пластине В, установленной по потоку,  $\sigma$  не достигает значений, отвечающих звуковому течению на клине. Основываясь на этих результатах, в [1–3] был сделан вывод о том, что несвободное взаимодействие в отсутствие ударного слоя не приводит к разрушению конического течения.

На фиг. 6 отрезки сплошных прямых 4, 5 – линейные аппроксимации экспериментальных данных при несвободном взаимодействии, представленных точками 9, 10. Начала отрезков прямых 4 и 5 располагаются в интервале  $\alpha \in (23^\circ, 24^\circ)$  в соответствии с экспериментальными данными о реализации режима несвободного взаимодействия при  $\alpha_1 = 3$  (фиг. 2, г, 3 а) и  $5^\circ$ . Таким образом, если в случае  $\alpha_1 = 0$  при переходе от свободного к несвободному взаимодействию  $\sigma(\alpha)$  изменяется непрерывно (фиг. 6, штриховая и сплошные кривые 1–3), то в условиях ударного слоя функция  $\sigma(\alpha)$  претерпевает разрыв первого рода (см. точки 2, 3 и отрезки прямых 4, 5).

Расположение точек 9 и отрезка сплошной прямой 4 относительно горизонтального отрезка – штриховой прямой 2 (фиг. 6) позволяет сделать заключение, что при  $\alpha = 27.5^\circ$  на эффективном жидком клине области отрыва реализуется течение, близкое к звуковому. Этот факт объясняет смену режима обтекания двугранного угла при указанном угле  $\alpha$  и  $\alpha_1 = 3^\circ$  (фиг. 4, б, в). Поскольку пересечение сплошной прямой 5 ( $\alpha_1 = 5^\circ$ ) и горизонтального штрихового отрезка – прямой 2 имеет место при  $\alpha \approx 26^\circ$ , то при  $\alpha > 26^\circ$  следует ожидать разрушения конического течения, что и наблюдается в эксперименте.



Фиг. 6. Эффективный угол  $\sigma$  жидкого клина области отрыва (в плоскости, перпендикулярной линии отрыва) в зависимости от угла  $\alpha$ . Режимы свободного взаимодействия:  $\varepsilon = 41^\circ$  и  $\alpha_1 = 0, 3, 5^\circ$  (точки 1–3);  $\varepsilon = 46, 36^\circ$  и  $\alpha_1 = 0^\circ$  (точки 4, 5). Режимы несвободного взаимодействия:  $\varepsilon = 46, 41, 36^\circ$  и  $\alpha_1 = 0^\circ$  (точки 6–8);  $\varepsilon = 36^\circ$  и  $\alpha_1 = 3, 5^\circ$  (точки 9, 10)

Таким образом, разрушение конического течения наступает на режиме несвободного взаимодействия в условиях ударного слоя, когда на эффективном жидком клине области отрыва реализуется звуковое течение. Расположение сплошных кривых 2, 4 и 5 относительно угловой точки штриховой ломаной 2 (фиг. 6,  $\varepsilon = 41^\circ$ ) позволяет также утверждать, что существует такое  $0 < \alpha_{1c} < 3^\circ$ , что при  $\alpha_1 < \alpha_{1c}$  разрушение конического течения не будет осуществляться во всей области несвободного взаимодействия по  $\alpha$ , несмотря на наличие ударного слоя.

**Заклучение.** Экспериментально с использованием различных методов изучена структура конического течения в прямом двугранном угле при различной стреловидности передних кромок пластин, его образующих. Определены характеристики реализующихся свободного и несвободного взаимодействий ударной волны с пограничным слоем в условиях ударного слоя на одной из граней угла при числе Маха 3.04 и единичном числе Рейнольдса  $10^8 \cdot \text{м}^{-1}$ . Установлено, что коническое течение нарушается лишь в областях перехода пограничного слоя – в возвратном потоке отрывной области и малой окрестности передней кромки на переходных режимах течения от свободного к несвободному взаимодействию.

Обнаружены ранее не наблюдавшиеся трехмерные вихревые структуры в окрестности ребра двугранного угла, образующиеся с началом взаимодействия скачка уплотнения, присоединенного к стреловидной передней кромке пластины, с косым скачком уплотнения  $\lambda$ -конфигурации ударных волн, сопутствующей развитому отрыву пограничного слоя. На этих же режимах течения поверхность контактного разрыва, исходящая из линии ветвления  $\lambda$ -конфигурации ударных волн, сворачивается над линией присоединения оторвавшегося потока, что указывает на особое расположение точки (точек) Ферри в невязком ударном слое около прямого двугранного угла с коническим телом вытеснения, имитирующим область отрыва пограничного слоя. Эти явления не наблюдаются, когда пластина, на которой развивается взаимодействие ударной волны с пограничным слоем, установлена по потоку.

Показано, что несвободное взаимодействие в условиях ударного слоя может приводить к разрушению конического течения до выхода падающей ударной волны на переднюю кромку, если угол эффективного жидкого клина отрывной области превосходит значение, соответствующее звуковому течению на клине. Образующееся трехмерное течение стационарно. Головная ударная волна отсоединена на некотором начальном участке стреловидной передней кромки и присоединена к кромке вниз по потоку, если падающая ударная волна не вышла за пределы передней кромки. На участке присоединения головной ударной волны в сжатом слое образуется течение с отрывом пограничного слоя.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (№№ 00-01-00234, 03-01-00041) и программы НШ-2001.2003.1.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Зубин М.А., Остапенко Н.А. О “несвободном” взаимодействии косоугольного скачка уплотнения с пограничным слоем в окрестности передней кромки пластины со скольжением // Докл. РАН. 1999. Т. 368. № 1. С. 50–54.
2. Зубин М.А., Остапенко Н.А. Явление “несвободного” взаимодействия плоских ударных волн с пограничным слоем в окрестности передней кромки пластины со скольжением // Изв. РАН. МЖГ. 2000. № 3. С. 57–69.
3. Зубин М.А., Остапенко Н.А. О закономерностях “несвободного” взаимодействия ударных волн с пограничным слоем на пластине со скольжением // Изв. РАН. МЖГ. 2002. № 2. С. 57–68.
4. Зубин М.А., Остапенко Н.А. Структура течения в области отрыва при взаимодействии ударных волн с пограничным слоем на пластине со скольжением // Изв. РАН. МЖГ. 2002. № 3. С. 66–77.
5. Зубин М.А., Лапыгин В.И., Остапенко Н.А. Теоретическое и экспериментальное исследование структуры сверхзвукового обтекания тел звездообразной формы и их аэродинамических характеристик // Изв. АН СССР. МЖГ. 1982. № 3. С. 34–40.
6. 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.
7. Зубин М.А., Остапенко Н.А. О некоторых режимах сверхзвукового обтекания наветренной стороны V-образных крыльев // Изв. РАН. МЖГ. 1992. № 2. С. 137–150.
8. Гонор А.Л., Зубин М.А., Остапенко Н.А. Применение лазеров в оптических методах экспериментальной аэродинамики. М.: Изд-во МГУ, 1984. 52 с.
9. 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.

Москва

Поступила в редакцию  
21.IV.2004