

УДК 532.526:533.6.011.72

© 2002 г. М.А. ЗУБИН, Н.А. ОСТАПЕНКО

О ЗАКОНОМЕРНОСТЯХ "НЕСВОБОДНОГО" ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ УДАРНЫХ ВОЛН С ПОГРАНИЧНЫМ СЛОЕМ НА ПЛАСТИНЕ СО СКОЛЬЖЕНИЕМ

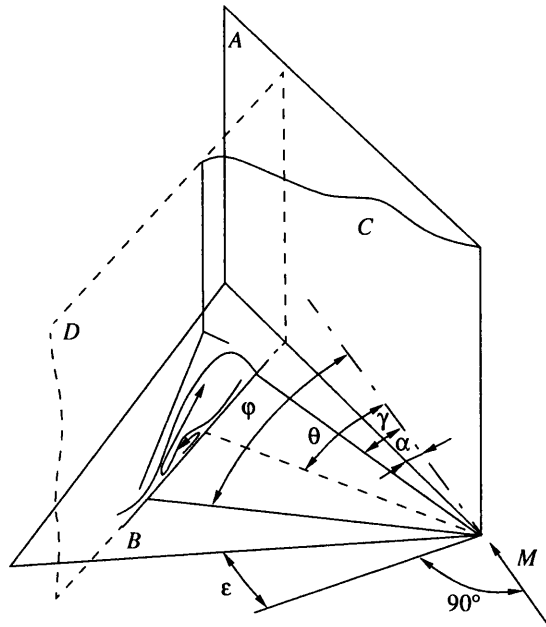
Проведено комплексное экспериментальное исследование перехода от "свободного" к "несвободному" взаимодействию плоских ударных волн с пограничным слоем в коническом течении и свойств несвободного взаимодействия. Построена модель, позволяющая рассчитывать параметры перехода, определять область существования и основные характеристики несвободного взаимодействия.

Работа посвящена изучению фундаментальных свойств нового типа взаимодействия ударных волн с пограничным слоем в конических течениях – несвободного взаимодействия, обнаруженного в [1, 2]. Сущность этого типа взаимодействия состоит в том, что возникающая линия отрыва пограничного слоя в тех же условиях при свободном взаимодействии распространилась бы вверх по потоку за пределы передней кромки. Другими словами, при несвободном взаимодействии передняя кромка препятствует распространению линии отрыва вверх по потоку. Свойства стационарного явления несвободного взаимодействия, осуществляющегося в окрестности передних кромок летательных аппаратов пространственной формы при отрыве пограничного слоя, вызванного ударными волнами, не изучены. Это явление реализуется также в течениях с интерференцией, в воздухозаборниках и т.д.

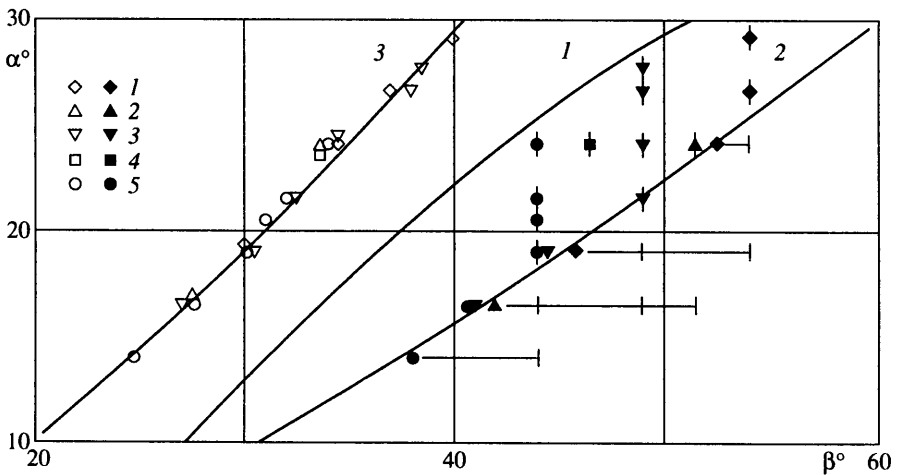
В [1, 2] были проведены оптические исследования и измерения давления в возмущенной области при свободном и несвободном взаимодействиях косых скачков уплотнения S , генерируемых вертикальной гранью A прямого двугранного угла, установленной под углом α к набегающему потоку, с пограничным слоем на его горизонтальной грани B – пластине со скольжением (фиг. 1). Результаты оптических исследований течения в плоскости D , перпендикулярной ударной волне S , позволили заключить, что при увеличении угла стреловидности ϵ передней кромки горизонтальной пластины вплоть до ее совпадения с линией отрыва пограничного слоя геометрические характеристики области отрыва и наклон косого скачка уплотнения над ней совпадают с таковыми при свободном взаимодействии ударной волны с турбулентным пограничным слоем [3–5].

При несвободном взаимодействии [1, 2] структура области отрыва и сопутствующая конфигурация ударных волн сохраняют основные черты, характерные для свободного взаимодействия [3–5]. Но угол наклона скачка уплотнения над областью отрыва, величина "плато" давления и градиенты параметров в передней части отрывной области значительно выше. Ограниченные экспериментальные данные указывали также, что фундаментальное свойство отрывных течений турбулентного пограничного слоя – совпадение величин давления плато и давления за косым скачком уплотнения над областью отрыва – сохраняется и при несвободном взаимодействии.

Однако сведения, полученные в первых экспериментальных исследованиях [1, 2], в основном давали возможность указать лишь на некоторые качественные характеристики обнаруженного нового типа взаимодействия ударных волн с пограничным



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



Фиг. 2. Положение линий отрыва $\beta \equiv \varphi$ (темные точки) и присоединения $\beta \equiv \gamma$ (светлые точки) пограничного слоя относительно направления невозмущенного потока при $\epsilon = 36, 38.5, 41, 43.5, 46^\circ$ (точки 1–5); кривая 1 – положение падающего скачка уплотнения C ; кривые 2, 3 – положения линий отрыва и присоединения пограничного слоя при свободном взаимодействии [5]

слоем в конических течениях. Требовалось дальнейшее изучение структуры возмущенного течения и его характеристик с привлечением других экспериментальных методик в расширенном диапазоне изменения определяющих параметров, а также получение на этой основе универсальных соотношений, описывающих свойства несвободного взаимодействия. Этим вопросам и посвящено настоящее исследование.

1. Результаты экспериментальных исследований. Экспериментальная модель подробно описана в [2]. Методы исследования, применявшиеся в [1, 2], дополнены методом масляной пленки. Эксперименты, как и в [1, 2], проводились при числе Маха невозмущенного потока $M = 3.04$ и единичном числе Рейнольдса $Re \approx 1.6 \times 10^8 \text{ м}^{-1}$. Таким образом, в соответствии с [3–5] переходные процессы в невозмущенном падающей ударной волной пограничном слое на горизонтальной пластине B (фиг. 1), исключая некоторую окрестность скользящей передней кромки, завершались на расстоянии $\approx 1 + 1.5$ см от вершины двугранного угла.

Сводные экспериментальные данные о положении линий отрыва $\beta \equiv \varphi$ и присоединения $\beta \equiv \gamma$ пограничного слоя относительно направления невозмущенного потока (фиг. 1), являющиеся результатом совместной обработки темневых снимков течения в поперечной плоскости D и картин масляной визуализации на поверхности горизонтальной пластины B , представлены на фиг. 2 в зависимости от угла α .

На фиг. 2 нанесены также кривая $\theta(\alpha)$ (кривая 1, $\beta \equiv \theta$), характеризующая положение падающего скачка уплотнения относительно направления скорости невозмущенного потока (фиг. 1), и эмпирические зависимости для углов $\varphi(\alpha)$ и $\gamma(\alpha)$ (кривые 2 и 3), определяющих положение линий отрыва и присоединения потока при свободном взаимодействии скачка уплотнения с турбулентным пограничным слоем [5]:

$$\varphi = a_1 \lg\left(\frac{p_s}{p_k}\right) + \varphi_k, \quad \gamma = a_2 \lg\left(\frac{p_s}{p_k}\right) + \gamma_k \quad (1.1)$$

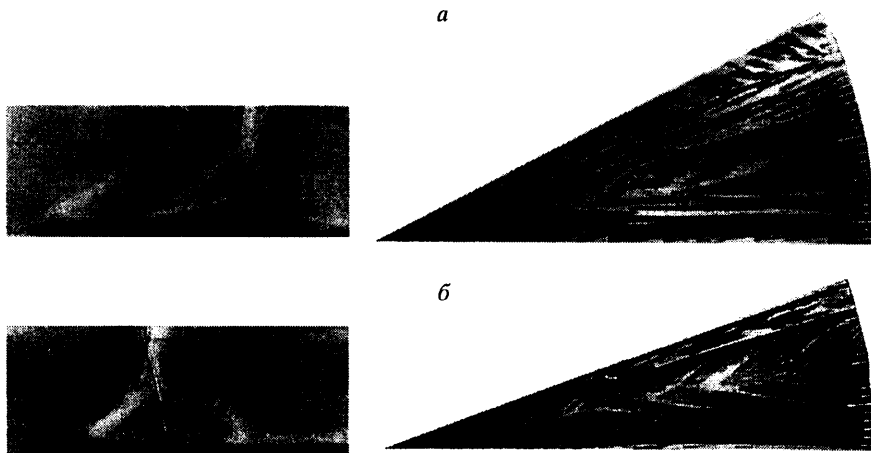
$$a_1 = 5.1 \exp(-0.89M) + 0.71, \quad a_2 = 0.115 \exp(1.46M - 0.37M^2) + 0.43$$

$$\varphi_k = \arcsin(M_{nk} / M), \quad \gamma_k = \varphi_k - 0.201(M - M_{nk})^{0.1} \exp(-0.107M)$$

$$p_k = 1.6, \quad M_{nk} = 1.23$$

Здесь p_s – интенсивность падающего на пограничный слой косога скачка уплотнения, рассчитываемая для заданных M и α . Величины с индексом k соответствуют значениям параметров, отвечающих зарождению отрыва пограничного слоя; p_k и M_{nk} – минимальная интенсивность падающего скачка уплотнения и соответствующее число Маха нормальной к скачку составляющей скорости невозмущенного потока, при которых возникает отрыв турбулентного пограничного слоя, в том числе и в плоском течении [5].

Вертикальной чертой (фиг. 2), соединенной в некоторых случаях горизонтальным отрезком прямой с соответствующей темной точкой, показано положение передней кромки горизонтальной пластины относительно линии отрыва пограничного слоя. Если черта проходит через какую-либо темную точку, это означает, что при указанных экспериментальных значениях углов α и ϵ , согласно расчетным величинам угла $\varphi(\alpha)$ (1.1), имеет место несвободное взаимодействие. В [1, 2] подобное обозначение употреблялось, когда положение экспериментальных точек на фиг. 2 определялось только с использованием данных оптического метода исследований [6]. В этом случае точность обработки данных (менее 0.5°) на фотоснимках возмущенного течения в плоскости D , перпендикулярной падающей ударной волне (фиг. 1), не позволяла разделить положение передней кромки и линии отрыва, след от которой на теневом снимке полагался расположенным под основанием косога скачка уплотнения над областью отрыва.

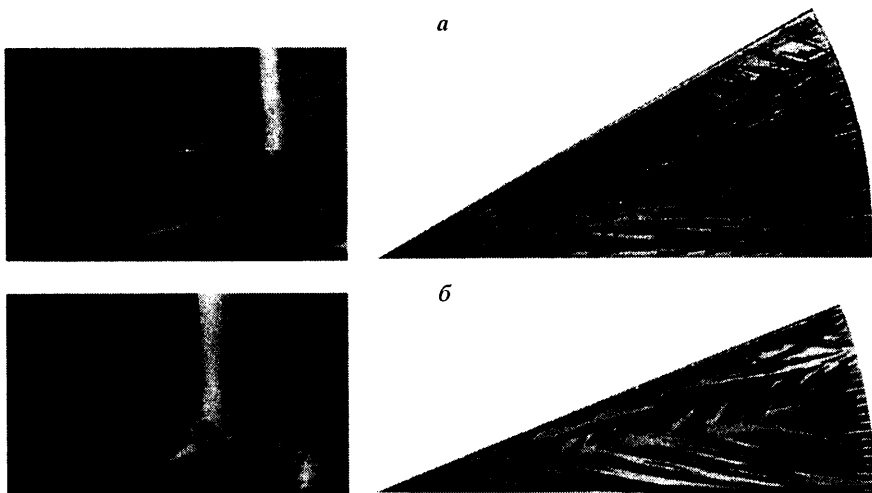


Фиг. 3. Теневые снимки течения в плоскости D и картины предельных линий тока на горизонтальной пластине B (метод масляной пленки) при $\epsilon = 46^\circ$ и $\alpha = 16.5^\circ$ (a), 24° (b)

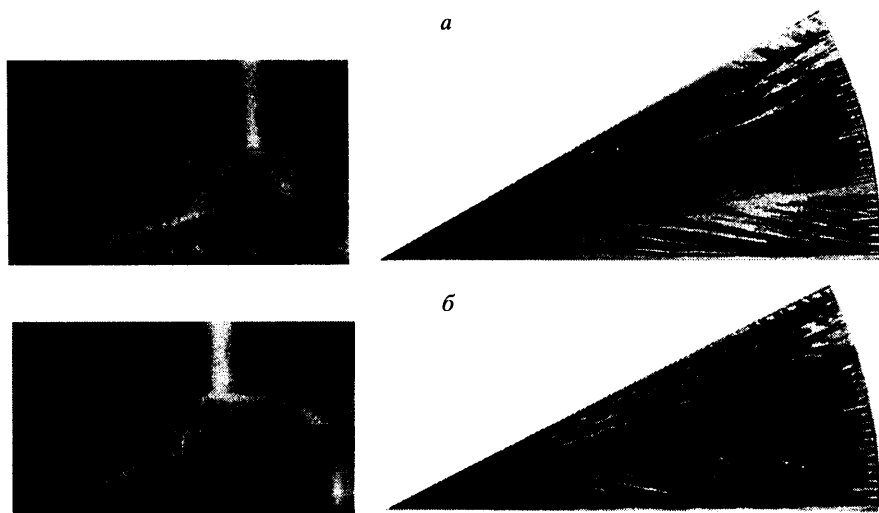
В настоящем исследовании информация о положении линий отрыва и присоединения оторвавшегося потока, полученная методом масляной пленки, в некоторых случаях, в пределах указанной точности измерений, вступает в противоречие с представлениями, сложившимися в [1, 2] на основе данных оптических исследований. "Несогласованность" результатов связана с упрощенной трактовкой данных оптических исследований в рамках конической модели течения (фиг. 1). Она обусловлена как явлением перехода в пограничном слое, в частности в области изменения параметров, содержащей границу между режимами свободного и несвободного взаимодействия, так и с обязательным наличием узкой полосы пограничного слоя вдоль передней кромки, предшествующей линии отрыва при несвободном взаимодействии.

Интерпретацию данных в конических переменных в малой области перехода от свободного к несвободному взаимодействию следует рассматривать как "продолжение" конической модели течения из области, где она адекватно описывает наблюдаемое явление. Это, как будет видно ниже, вполне оправдано. Изображающие точки таких режимов в плоскости (β, α) (фиг. 2) ставились в соответствии с результатами расчетов положения линии отрыва по формуле (1.1) и соотношением между углами φ и $\beta = \pi/2 - \epsilon$. Наличие упомянутой выше узкой полосы пограничного слоя вдоль передней кромки при несвободном взаимодействии, ширина которой не превышает 0.5° , не принималось во внимание, а положение линии отрыва считалось совпадающим с кромкой.

Ниже приведены некоторые данные, полученные с использованием специального оптического метода [6] и метода масляной пленки. На фиг. 3 представлены теневые снимки течения в плоскости D (фиг. 1) совместно с соответствующими картинами предельных линий тока на горизонтальной пластине B , полученных с помощью метода масляной пленки. На поверхности пластины в окрестности задней кромки нанесена градуировка. Эта группа снимков относится к режимам взаимодействия, реализующимся при постоянном угле стреловидности передней кромки горизонтальной пластины $\epsilon = 46^\circ$ и различных углах атаки пластины A – генератора ударной волны. Представленные здесь результаты оптических исследований заимствованы из [1, 2]. Вторая (фиг. 4) и третья (фиг. 5) группы теневых снимков совместно с картинами предельных линий тока соответствуют $\epsilon = 41$ и 36° .



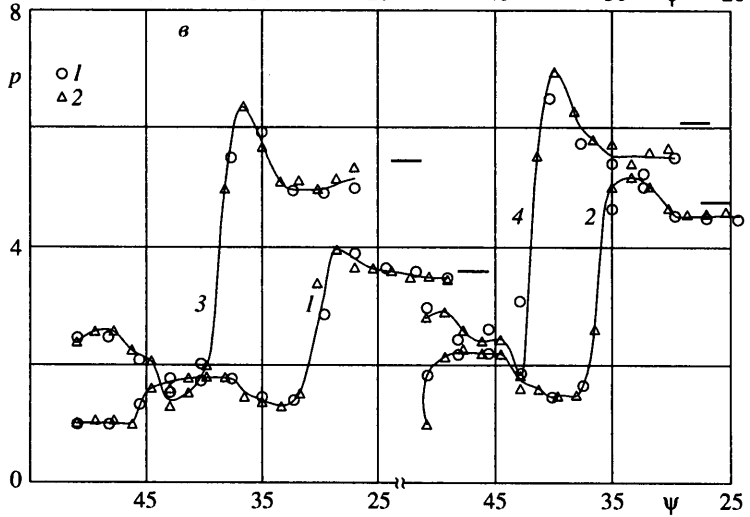
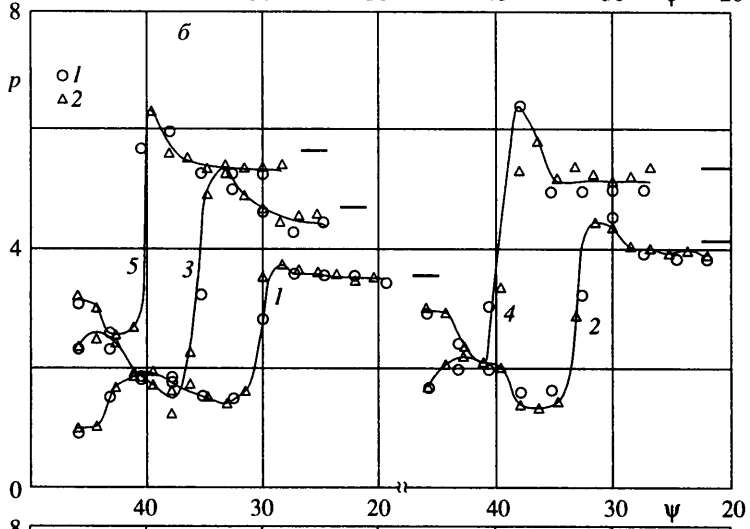
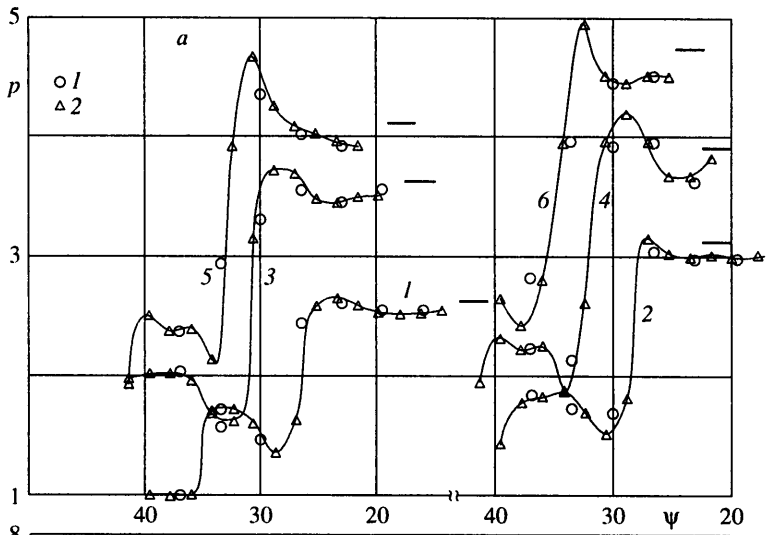
Фиг. 4. Теневые снимки течения и картины предельных линий тока при $\varepsilon = 41^\circ$ и $\alpha = 19^\circ$ (а), 26.5° (б)



Фиг. 5. Теневые снимки течения и картины предельных линий тока при $\varepsilon = 36^\circ$ и $\alpha = 24^\circ$ (а), 26.5° (б)

Структуры течения в возмущенной области, представленные на фиг. 3, а – 5, а, отвечают интенсивности падающего скачка уплотнения и углу стреловидности передней кромки, когда реализуется режим свободного взаимодействия, а на фиг. 3, б – 5, б – режим несвободного взаимодействия. В целом экспериментальные данные при различных значениях угла ε и интенсивности падающего скачка уплотнения указывают на качественное совпадение структуры течения в возмущенной области при переходе от свободного к несвободному взаимодействию.

Полосы, видимые на теневых снимках (фиг. 3, а – 5, а) и приходящие на падающий скачок уплотнения, выше λ -конфигурации ударных волн – возмущения, идущие от



передней кромки. На снимках наблюдаются контактные разрывы, выходящие из точек ветвления, а по обводу отрывной области – один или несколько скачков уплотнения, замыкающих соответствующие трансзвуковые области конического течения [3, 4].

На некоторых теневых снимках отчетливо фиксируется наличие внутреннего отрыва пограничного слоя в возвратном течении отрывной области. Метод масляной визуализации указывает на существование внутреннего отрыва пограничного слоя при всех значениях определяющих параметров.

Давление на вертикальной A и горизонтальной B пластинах – гранях двугранного угла (фиг. 1) – измерялось с использованием датчиков ИКДБТДа. Съём и обработка информации проводились измерительно-вычислительным комплексом на базе РС IBM и аппаратуры КАМАК.

На фиг. 6 представлено распределение давления (давление отнесено к статическому давлению в невозмущенном потоке) на горизонтальной пластине B с углом стреловидности передней кромки $\epsilon = 46, 41$ и 36° (a – $в$) при различных значениях угла атаки α . Там же приведены уровни давления на вертикальной пластине A (горизонтальная сплошная черта) в области однородного потока за падающей ударной волной, находящейся между конусами Маха с вершинами в крайних нижней и верхней точках передней кромки пластины.

Малое отличие величин давления, измеренных в первом (точки 1) и во втором (точки 2) дренажных поясах экспериментальной модели [1, 2], подтверждает отмеченный ранее в [3, 4] и в других работах конический характер возмущенного течения, нарушающийся лишь в областях перехода пограничного слоя от ламинарного к турбулентному состоянию. Это позволяет провести аппроксимирующие кривые (сплошные линии) для распределения давления в возмущенной области, упрощающие понимание реализующейся структуры течения и ее анализ.

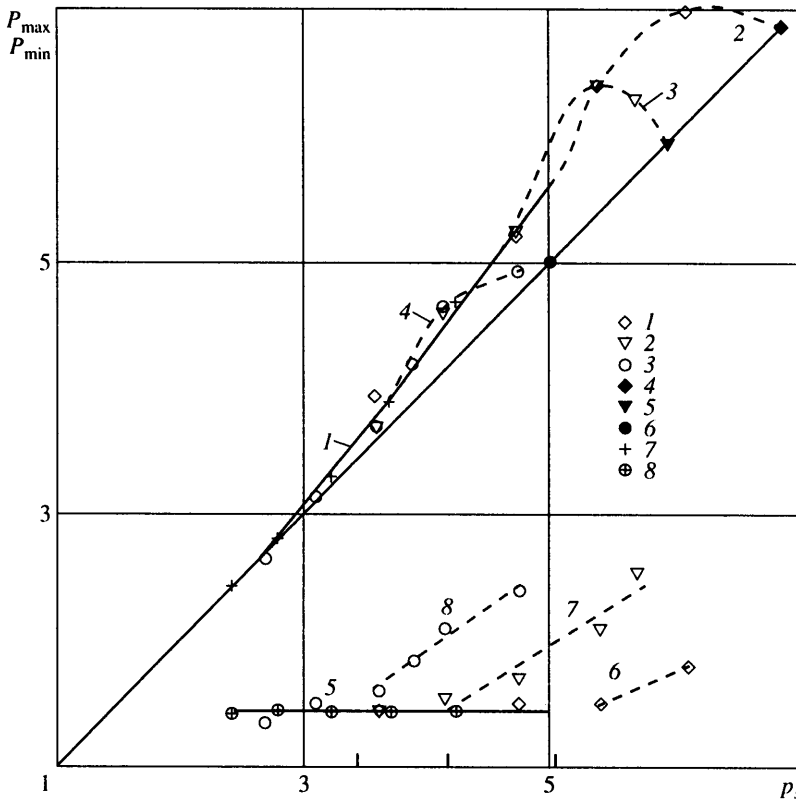
Угол ψ полярной системы координат с центром в вершине двугранного угла указывает положение дренажных точек первого (точки 1) и второго (точки 2) поясов на горизонтальной пластине B относительно направления невозмущенного потока.

На фиг. 6 положению передней кромки пластины B в соответствии с указанными выше значениями угла стреловидности ϵ отвечает абсцисса $\psi = 44$ (a), 49 ($б$) и 54° ($в$). Как видно, несмотря на близкое расположение первого дренажного отверстия к передней кромке ($\sim 3^\circ$), только при $\alpha = 14^\circ$ (фиг. 6, a ; кривая 1) и $\alpha = 19^\circ$ (фиг. 6, $б$, $в$; кривые 1) регистрируется статическое давление на пластине вне возмущенной области ($p = 1$). Правые точки на аппроксимирующих кривых распределения давления на горизонтальной пластине соответствуют его величине у основания вертикальной пластины.

В целом в области взаимодействия наблюдается распределение давления, характерное для отрыва турбулентного пограничного слоя под воздействием падающей ударной волны. Имеют место максимум давления на линии присоединения оторвавшегося пограничного слоя, область пониженного давления в окрестности ребра двугранного угла по отношению к его величине за падающей плоской ударной волной, а также минимум давления в области возвратного течения.

На фиг. 7 приведены обобщенные данные о величинах давления в характерных точках кривой распределения давления на горизонтальной пластине B в возмущенной области (фиг. 1): p_{\max} и p_{\min} (соответственно аппроксимации 1–4 и 5–8) в зависимости от интенсивности $p_s(\alpha)$ падающего скачка уплотнения. Вертикальными черточками

Фиг. 6. Распределение давления на горизонтальной пластине B : a – $\epsilon = 46^\circ$, $\alpha = 14, 16.5, 19, 20.5, 21.5, 24^\circ$ (1–6); $б$ – $\epsilon = 41^\circ$, $\alpha = 19, 21.5, 24, 26.5, 27.5^\circ$ (1–5); $в$ – $\epsilon = 36^\circ$, $\alpha = 19, 24, 26.5, 29^\circ$ (1–4); точки 1, 2 – давление в первом и втором дренажных поясах пластины B , расположенных на расстоянии 60 и 90 мм от вершины модели длиной 110 мм

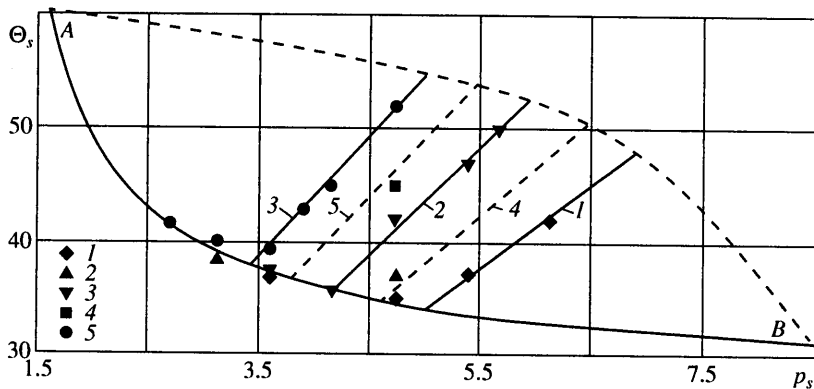


Фиг. 7. Максимальное и минимальное давление в возмущенной области на пластине B в зависимости от интенсивности p_s падающего скачка уплотнения C (соответственно аппроксимации 1–4 и 5–8). Точки: 1–3 – данные при $\epsilon = 36, 41$ и 46° ; 4–6 – интенсивность скачка уплотнения C , положение которого совпадает с передней кромкой пластины B при $\epsilon = 36, 41$ и 46° ; 7 и 8 – данные для p_{\max} и p_{\min} на режимах свободного взаимодействия [3]

на оси абсцисс указаны интенсивности падающих ударных волн, при которых реализуется переход от свободного к несвободному взаимодействию. В этих случаях в соответствии с расчетом по формуле (1.1) положение линии отрыва пограничного слоя совпадает с передней кромкой пластины при $\epsilon = 46, 41$ и 36° .

Как видно, давление p_{\max} , представленное точками 1–3 и 7 в каждой из областей свободного взаимодействия, хорошо аппроксимирует единая сплошная кривая 1. Аналогичный вывод можно сделать и об аппроксимации давления p_{\min} сплошной кривой 5 (точки 1–3, 8) в областях свободного взаимодействия. Штриховые кривые 2–4 аппроксимируют давление p_{\max} , представленное точками 1–3, в областях несвободного взаимодействия. Штриховые кривые 6–8, аппроксимирующие p_{\min} (точки 1–3) в областях несвободного взаимодействия, указывают, что с увеличением угла стреловидности ϵ темп роста p_{\min} также увеличивается.

Экспериментальные данные для p_{\max} ($\epsilon = 36$ и 41° , аппроксимирующие кривые 2 и 3) подтверждают гипотезу, высказанную в [1, 2] на основании данных для $\epsilon = 46^\circ$ (точки 3 и 6, аппроксимирующая кривая 4), что $p_{\max} \rightarrow p_s$ (точки 4, 5), когда падающая ударная волна при изменении какого-либо параметра (α или ϵ) стремится занять положение, совпадающее с передней кромкой пластины B (фиг. 1).



Фиг. 8. Угол наклона θ_s скачка уплотнения над отрывной областью в зависимости от p_s . Точки 1–5 – данные оптического метода: $\epsilon = 36, 38.5, 41, 43.5, 46^\circ$. Сплошная кривая AB – $\theta_s^0(p_s)$ при свободном взаимодействии. Отрезки сплошных прямых 1–3 – аппроксимации экспериментальных данных для θ_s в области несвободного взаимодействия ($\epsilon = 36, 41, 46^\circ$). Отрезки штриховых прямых 4, 5 – расчет по формулам (2.6), (2.7) при $\epsilon = 38.5$ и 43.5° . Штриховая кривая AB – верхняя граница области значений θ_s при несвободном взаимодействии

2. Анализ экспериментальных данных. Область существования несвободного взаимодействия и его характеристики при числе $M = 3.04$. В соответствии с результатами обработки теневых снимков течения в области взаимодействия (разд. 1) на фиг. 8 приведены данные для угла наклона косога скачка уплотнения θ_s над областью отрыва пограничного слоя в зависимости от интенсивности падающего скачка уплотнения p_s . Точки 1–5 отвечают тем же величинам угла стреловидности передней кромки горизонтальной пластины, что эти же точки на фиг. 2.

Сплошной кривой AB на фиг. 8 нанесена зависимость $\theta_s^0(p_s)$ в случае свободного взаимодействия [3, 5], рассчитанная с использованием аппроксимирующей зависимости для положения линии отрыва турбулентного пограничного слоя $\varphi(p_s)$ (1.1) [5] и соотношения между величиной плато давления p_p и числом Маха M_n составляющей скорости, нормальной линии отрыва [7];

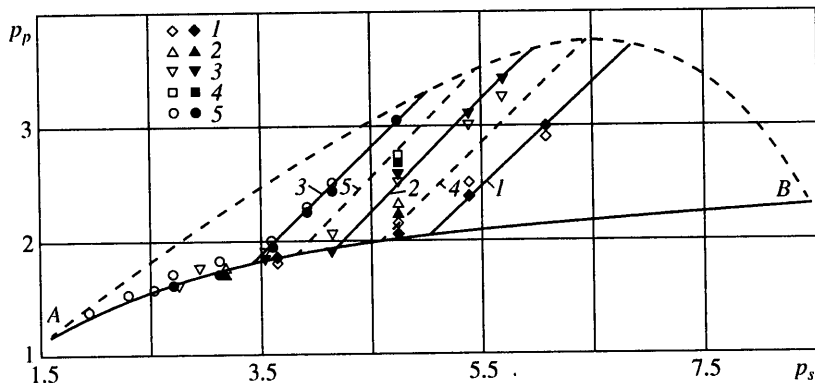
$$p_p = 0.287 + 0.713M_n, \quad M_n = M \sin \varphi(p_s) \quad (2.1)$$

При расчете $\theta_s^0(p_s)$ учитывалось фундаментальное свойство отрывного течения турбулентного пограничного слоя – совпадение величин p_p и давления за косым скачком уплотнения над областью отрыва турбулентного пограничного слоя [7], подтвержденное и в конических течениях взаимодействия [3, 5].

На фиг. 9 в зависимости от p_s представлены определенные различными способами значения плато давления p_p . Обозначение точек соответствует принятому на фиг. 2 для различных величин угла стреловидности ϵ передней кромки горизонтальной пластины.

В целом результаты экспериментов свидетельствуют, что при увеличении угла ϵ вплоть до совпадения передней кромки горизонтальной пластины с линией отрыва пограничного слоя, положение линий отрыва и присоединения потока (фиг. 2, точки 1–3, 5), величины угла наклона косога скачка уплотнения над областью отрыва (фиг. 8) и плато давления (фиг. 9) совпадают с их значениями при свободном взаимодействии ударной волны с турбулентным пограничным слоем [3, 5].

Принципиальным результатом анализа экспериментальных данных является распространение фундаментального свойства отрывных течений [3, 5, 7], состоящего в совпадении величин давления плато и давления за косым скачком уплотнения над



Фиг. 9. Величина плато давления p_p в зависимости от p_s . Обозначения соответствуют фиг. 8. Светлые точки – данные дренажных испытаний, темные – расчет интенсивности скачка θ_s по данным теневых снимков. Сплошная кривая AB – плато давления при свободном взаимодействии, рассчитанное по формулам (1.1), (2.1). Кривые 1–5 – расчет интенсивности скачка уплотнения над отрывной областью при несвободном взаимодействии с использованием аппроксимаций (2.6), (2.7). Штриховая кривая AB – верхняя граница области значений p_p при несвободном взаимодействии

областью отрыва турбулентного пограничного слоя, и на случай несвободного взаимодействия, но с более высоким давлением плато, чем при свободном взаимодействии, при равных интенсивностях падающей ударной волны (см. фиг. 9, светлые и темные точки, соответствующие тем же точкам на фиг. 2 из области несвободного взаимодействия).

Как следует из экспериментальных данных, представленных на фиг. 8 для различных значений ϵ , группы точек 3 и 5, относящиеся к режимам несвободного взаимодействия, могут быть аппроксимированы прямыми. Если это проделать для точек 3, 5, а также для точек 1 (две точки), то найдем следующие выражения для $\theta_s(p_s)$ (в градусах):

$$\theta_s(p_s) = 6.94 p_s - 0.5, \quad \epsilon = 36^\circ \quad (2.2)$$

$$\theta_s(p_s) = 8.44 p_s + 1.79, \quad \epsilon = 41^\circ \quad (2.3)$$

$$\theta_s(p_s) = 10.8 p_s + 0.4, \quad \epsilon = 46^\circ \quad (2.4)$$

Экстраполяция прямых (2.2) – (2.4) в сторону кривой $\theta_s^0(p_s)$ показывает, что максимальное отличие абсцисс их точек пересечения от величины интенсивности падающего скачка уплотнения ($p_s(\epsilon) = 3.43; 4.17; 5.03$; для $\epsilon = 46, 41, 36^\circ$), при которых расчетное (в соответствии с (1.1)) положение линии отрыва пограничного слоя совпадает с передней кромкой горизонтальной пластины (переход от свободного к несвободному взаимодействию), составляет не более 2%.

Этот результат позволяет моделировать начало несвободного взаимодействия соотношением

$$\varphi[p_s(\epsilon)] = 90^\circ - \epsilon \quad (2.5)$$

При таком подходе значительно упрощается и приобретает ясное газодинамическое содержание процесс построения аппроксимаций для экспериментальных данных несвободного взаимодействия и их обобщение в дальнейшем на другие числа Маха невозмущенного потока, поскольку зависимость $\varphi(p_s)$ (1.1) является универсальной.

Включая, согласно предлагаемому признаку (2.5), в каждую группу экспериментальных точек (p_s, θ_s) , характеризующих наклон косога скачка уплотнения над областью отрыва при несвободном взаимодействии и $\epsilon = \text{const}$, соответствующую ей точку перехода $(p_s(\epsilon), \theta_s^0[p_s(\epsilon)])$ в качестве опорной для каждой аппроксимирующей прямой, найдем

$$\theta_s = K(\epsilon)[p_s - p_s(\epsilon)] + \theta_s^0[p_s(\epsilon)] \quad (2.6)$$

В (2.6) $p_s(\epsilon)$ определяется по (2.5), угловой коэффициент $K(\epsilon) = 7.46; 9.01; 10.44$ для $\epsilon = 36, 41, 46^\circ$. Зависимость $K(\epsilon)$ может быть аппроксимирована кривой второй степени по крайней мере при $\epsilon \in [36^\circ, 46^\circ]$, которая запишется в виде

$$K(\epsilon) = -0.018\epsilon^2 + 1.774\epsilon - 33.08 \quad (2.7)$$

В (2.7) величины измеряются в градусах.

Таким образом, на фиг. 8 отрезками сплошных прямых 1–3 изображены аппроксимации экспериментальных зависимостей $\theta_s(p_s)$, представленных соответственно точками 1, 3 и 5 в области несвободного взаимодействия. С использованием (2.6), (2.7) на фиг. 8 построены также отрезки прямых, отвечающие углам стреловидности $\epsilon = 38.5^\circ$ (линия 4) и $\epsilon = 43.5^\circ$ (линия 5). Оценивая согласие расчетных значений $\theta_s(p_s, \epsilon)$ с экспериментальными данными (точки 2 и 4), можно признать его вполне удовлетворительным.

Для каждого множества точек, описываемого линейной зависимостью (2.6) при $\epsilon = \text{const}$, можно указать предельное значение p_s , при котором ударная волна, генерируемая пластиной A , совпадает с передней кромкой пластины B (фиг. 1), установленной с соответствующим углом стреловидности. Предельные положения по p_s можно указать также и на кривой $\theta_s^0(p_s)$. Это – точка A , отвечающая параметрам, при которых зарождается отрыв турбулентного пограничного слоя (см. (1.1)) [5], и точка B , где за падающей ударной волной соответствующей интенсивности реализуется звуковой режим течения. Действительно, если при фиксированном $\epsilon_A = 66.13^\circ$ или $\epsilon_B = 23.13^\circ$ увеличивать интенсивность падающей ударной волны, то ударная волна выйдет за пределы передней кромки в первом случае или перестанет существовать коническое течение во втором случае. Следовательно, штриховая кривая AB , проведенная через все указанные точки, ограничивает сверху область значений угла наклона θ_s косога скачка уплотнения над областью отрыва при несвободном взаимодействии.

Определенная таким образом граница области возможных значений функции $\theta_s(p_s)$ для режимов несвободного взаимодействия, в соответствии с которой $\theta_s(p_s) < 60^\circ$, позволяет сделать следующий важный вывод. На эффективном жидком клине области отрыва, образующемся на передней кромке пластины со скольжением, не реализуются режимы обтекания с дозвуковой скоростью в плоскости, перпендикулярной передней кромке. И, значит, косога скачок уплотнения в условиях несвободного взаимодействия является присоединенным к передней кромке эффективного жидкого клина.

На фиг. 9 нанесены отрезки кривых 1–5, рассчитанные с использованием (2.6), (2.7) на интервалах изменения p_s , соответствующих отрезкам прямых 1–5 на фиг. 8 и описывающих интенсивность косога скачка уплотнения над областью отрыва при несвободном взаимодействии. Как видно, формулы (2.6), (2.7) могут быть с успехом использованы для расчета плато давления при несвободном взаимодействии в сверхзвуковом потоке с числом $M \approx 3$ по крайней мере при $\epsilon \in [36^\circ, 46^\circ]$. Там же нанесена и штриховая кривая AB , ограничивающая сверху область значений плато давления при несвободном взаимодействии, являющаяся образом штриховой кривой AB на фиг. 8.

Заключение. В широком диапазоне изменения определяющих параметров с использованием различных методов проведено 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 $Re \approx 10^8 \text{ м}^{-1}$. Для различной интенсивности падающей ударной волны установлено, что при увеличении угла стреловидности передней кромки горизонтальной пластины, установленной по потоку, вплоть до величин, когда осуществляется ее совпадение с линией отрыва пограничного слоя, геометрические характеристики области отрыва, наклон косога скачка уплотнения над областью отрыва и величина плато давления практически совпадают с их значениями при свободном взаимодействии ударной волны с турбулентным пограничным слоем в конических течениях.

При несвободном взаимодействии продолжает выполняться фундаментальное свойство отрывных течений турбулентного пограничного слоя – совпадение величин давления плато и давления за косым скачком уплотнения над областью отрыва, хотя линия отрыва располагается непосредственно у острой передней кромки, где имеет место ламинарный пограничный слой. Причем уровень давления плато при несвободном взаимодействии выше, чем при свободном взаимодействии и равных интенсивностях падающих на пограничный слой ударных волн.

Предложена модель определения параметров перехода от свободного к несвободному взаимодействию. Построены аппроксимирующие зависимости для угла наклона косога скачка уплотнения над областью отрыва при несвободном взаимодействии. Определены области значений угла наклона косога скачка уплотнения и давления плато для числа Маха 3.04, в соответствии с расположением границ которых при несвободном взаимодействии на эффективном жидком клине отрывной области реализуется присоединенная ударная волна со сверхзвуковым течением в плоскости, нормальной кромке.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (№ 00-01-00234) и гранта "Университеты России" (№ 015.04.02.009).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Зубин М.А., Остапенко Н.А.* О "несвободном" взаимодействии косога 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.* Структура течения в отрывной области при взаимодействии прямого скачка уплотнения с пограничным слоем в угле // Изв. АН СССР. МЖГ. 1979. № 3. С. 51–58.
4. *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.
5. *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.
6. *Гонор А.Л., Зубин М.А., Остапенко Н.А.* Применение лазеров в оптических методах экспериментальной аэродинамики. М.: Изд-во МГУ, 1982. 52 с.
7. *Петров Г.И., Лихушин В.Я., Некрасов И.П. и др.* Влияние вязкости на сверхзвуковой поток со скачками уплотнения // Аэромеханика больших скоростей и космические исследования. М.: Наука, 1992. 306 с.

Москва
Институт механики МГУ
E-mail: ostap@imec.msu.ru
zubin@imec.msu.ru

Поступила в редакцию
7.VI.2001