

УДК 533.06.11.72

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕЧЕНИЯ В ВЫЕМКЕ НА ОСЕСИММЕТРИЧНОМ ТЕЛЕ

А. И. Швец

Институт механики Московского государственного университета, 117192 Москва

Экспериментально изучено обтекание цилиндрической выемки на осесимметричном теле в диапазоне чисел Маха от 0,6 до 1,18, влияние числа Маха на переход от дозвуковых к сверхзвуковым скоростям обтекания, а также исследован широкий диапазон относительных удлинений выемки от 5,3 до 11,3, позволяющий определить влияние удлинения на режимы обтекания, включающие течения как с закрытой, так и с открытой отрывными зонами.

Течение в открытых полостях (выемках) наблюдается при обтекании осесимметричных тел, в аэродинамических трубах, различных элементах технологических установок. Опубликован ряд теоретических и экспериментальных работ, посвященных исследованию обтекания выемок в широком диапазоне скоростей набегающего потока, от малых дозвуковых до гиперзвуковых. В [1] экспериментально исследовано течение вязкой несжимаемой жидкости в траншее квадратного поперечного сечения. Установлено, что в траншее формируется ядро с постоянной завихренностью, а в углах имеются вторичные вихри. В работе [2] измерены характеристики течения жидкости в плоских прямоугольных полостях в диапазоне чисел Рейнольдса $Re = 500 \div 5000$. При этом в “плоском” вихревом течении в каверне квадратного сечения обнаружена структура с вторичными течениями в торцевых областях и вихрями Тейлора — Гёртлера, развивающимися вдоль стенок каверны. Течение несжимаемой жидкости в мелкой и глубокой кавернах прямоугольного поперечного сечения исследовалось с помощью лазерного доплеровского измерителя скорости [3, 4]. Опыты проводились при ламинарном режиме течения перед каверной. Испытывались две каверны: мелкая ($L = l/D = 2$) и глубокая $L = 0,5$ (l, D — длина и глубина каверны). Установлено, что в глубокой каверне существует два эллиптических вихря (верхний и нижний), вращающихся в противоположных направлениях. В [5] рассмотрена задача о течении вязкой несжимаемой жидкости в трехмерной каверне, иницируемом движущейся крышкой. Численно решались уравнения Навье — Стокса в переменных векторный потенциал — вихрь. Получены новые структуры, характерные для трехмерных течений. В работах [1–5] представлены также обзоры публикаций, посвященных изучению течения несжимаемой жидкости в кавернах.

В работе [6] выполнены численные расчеты нестационарных течений в прямоугольных кавернах при сверхзвуковом внешнем обтекании с использованием модели идеального сжимаемого газа. Уравнения Эйлера интегрировались с помощью конечно-разностного метода Годунова. На основе анализа результатов расчетов предложена формула для определения частот колебаний расхода в каверне в зависимости от числа Маха набегающего потока и геометрии каверны. В совместном решении уравнений Навье — Стокса и уравнений

динамики твердого тела получены данные для описания течения вблизи открытой прямоугольной полости, моделирующие выход ракеты из бомбового люка самолета ($M = 1,2$) [7]. В экспериментах [8] обнаружено, что турбулизация внешнего потока приводит к значительному увеличению скорости рециркуляционного движения и интенсивности турбулентных пульсаций в прямоугольной каверне. На основе анализа теневых и интерференционных картин, а также измерений давления пьезодатчиками изучено распространение плоской ударной волны при $M = 1,2 \div 5,0$ над мелкой прямоугольной выемкой, расположенной в поперечном к распространению волны направлении [9]. Показано, что внутри выемки происходит самовозбуждение колебаний, обусловленное процессом массообмена между выемкой и внешним потоком. В [10] предложено использовать пассивные методы управления для получения благоприятного распределения давления в закрытой каверне, что позволяет уменьшить сопротивление каверны примерно в три раза.

Вместе с тем имеются лишь отрывочные данные по обтеканию выемок при дозвуковых и малых сверхзвуковых скоростях потока. Так, в [11] измерены пульсации давления, в [12] приведены результаты численных расчетов в диапазоне $M = 1,05 \div 1,2$. В [13] изучалось обтекание сверхзвуковым турбулентным потоком прямоугольных каверн с относительной длиной $L = 6$ (открытая) и $L = 17,5$ (закрытая) и шириной 1 и 2,5 см соответственно. Решались двумерные уравнения Навье — Стокса по схеме Мак-Кормака. Показано, что пассивный подвод газа в каверну изменяет геометрию течения и преобразует закрытую каверну в открытую. В [14] теоретически и экспериментально исследовано обтекание сверхзвуковым турбулентным потоком двумерной прямоугольной каверны с относительной длиной $L = 6$ (открытая), $L = 12; 16$ (закрытая) в условиях толстого пограничного слоя. Течение в каверне моделировалось с помощью двумерного уравнения Навье — Стокса. Рассмотрены характеристики течения и пульсаций давления в каверне в зависимости от числа Маха, относительной длины L и толщины пограничного слоя. В работе [14] рассчитанные значения давления не согласуются с экспериментальными. Основной причиной различия является трехмерный характер течения в опытах (ширина каверны $W/D = 5,5$). Влияние трехмерного течения на распределение давления в каверне наблюдалось также в переходном режиме течения ($10 < L < 13$) для полостей различной ширины [13]. Установлено, что это влияние более существенно для закрытой каверны. Этим отчасти объясняется, почему для закрытых полостей расчеты лишь качественно совпадают с экспериментом, а для открытых имеет место количественное совпадение.

Следует отметить, что в рассмотренных исследованиях основное внимание уделялось диапазону умеренных сверхзвуковых скоростей. В то же время отсутствуют работы по изучению структуры осредненного потока в диапазоне дозвуковых и малых сверхзвуковых скоростей.

Методика экспериментов. В экспериментах использовалась модель в виде осесимметричного тела диаметром 68 мм с конической головной частью (полуугол раствора конуса 9°). На расстоянии 280 мм от конической части находилась выемка глубиной $D = 10$ мм, в которой располагался датчик давления. Автоматическим перемещением задней цилиндрической части модели длина впадины l изменялась от 10 до 140 мм с шагом 10 мм. В экспериментах сначала задавалась длина выемки, затем осуществлялось автоматическое перемещение внутренней цилиндрической части модели с датчиком давления.

В экспериментах использовалась сверхзвуковая аэродинамическая труба переменной плотности с перфорированной рабочей частью, работающая в диапазоне трансзвуковых скоростей с непрерывным переходом через скорость звука. Труба оборудована напорным и всасывающим эжекторами, что позволяло проводить испытания в широком диапазоне чисел Маха ($M = 0,4 \div 4,0$) и Рейнольдса ($Re = 10^5 \div 2,5 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$). Структура потока визуализировалась с помощью прибора Теплера.

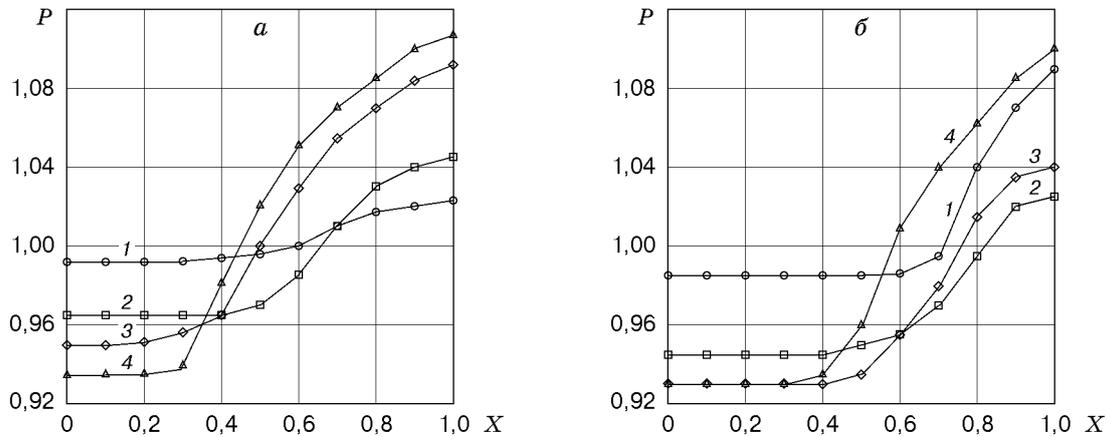


Рис. 1

Для измерения давления на поверхности модели и числа Маха набегающего потока использовались датчики давления ИКД-27. Давление на дне впадины измерялось датчиком ДМИ 10-2, относительная среднеквадратичная погрешность измерения давления составляла 0,03. Данные измерений обрабатывались на компьютере.

Распределение давления. При обтекании выемок сверхзвуковым потоком газа наблюдается два режима течения. Если отношение длины выемки к глубине $L = l/D$ меньше определенного значения, то вся выемка занята одной отрывной зоной (открытая выемка). Другой режим течения (закрытая выемка) реализуется, когда отношение l/L превышает некоторое критическое значение и вблизи задней стенки возникает вторая отрывная зона. В случае сверхзвуковых скоростей и турбулентного пограничного слоя граница перехода от режима течения в открытой выемке к режиму в закрытой выемке соответствует $L = 10 \div 13$.

Для изучения течения в выемке необходимо знать параметры течения вблизи ее передней стенки, которые отличаются от параметров невозмущенного потока. Это отличие особенно существенно при дозвуковых и малых сверхзвуковых скоростях обтекания. Параметры набегающего потока и пограничного слоя были измерены трубкой полного давления на расстоянии 20 мм от передней стенки выемки. Число Маха вблизи выемки определялось с использованием формулы Рэлея по параметрам потока на расстоянии 10 толщин пограничного слоя от цилиндрической поверхности. Число Рейнольдса, вычисленное по параметрам набегающего потока, составляло $Re = 0,6 \cdot 10^7$; $0,75 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$ при $M = 0,6$; $0,8$ соответственно. Измерения профиля пограничного слоя показали, что во всем исследованном диапазоне скоростей пограничный слой перед выемкой турбулентный. При $M = 0,6$; $0,8$ толщина пограничного слоя $\delta = 7 \div 8$ мм, при $M = 1,18$ значение $\delta = 6$ мм, причем при $M = 1,18$ внешний поток непосредственно перед выемкой более неравномерный, чем при $M = 0,6$; $0,8$.

На рис. 1, а, б представлено распределение давления на дне осесимметричной выемки при $M = 0,6$; $0,8$ соответственно. Кривые 1–4 соответствуют $L = 5,3$; $7,3$; $9,4$; $11,3$ ($P = p/p_\infty$, p_∞ — давление невозмущенного потока, $X = x/l$, X — относительное расстояние от передней стенки выемки до измеряемой точки). На кривых можно выделить два участка: участок $P = \text{const}$ за передней стенкой выемки и участок повышения давления перед задней стенкой. При $M = 0,6$ на дне относительно коротких выемок ($L = 5,3$) давление остается постоянным вплоть до расстояния $X = 0,6$ (рис. 1, а). По мере увеличения L область постоянного давления уменьшается и при $L = 11,3$ составляет $X = 0,2$. Для всех значений L давление растет при приближении к задней стенке, причем по мере увеличения L давление вблизи стенки P повышается от 1,02 до 1,11.

При любой относительной длине давление в выемке за передней стенкой остается практически неизменным вплоть до $X = 0,3 \div 0,6$. С увеличением расстояния давление монотонно возрастает и достигает максимума при $X = 1$, однако это происходит только при большой относительной длине ($L = 7,3 \div 11,3$). Из рис. 1,а следует, что при увеличении длины выемки протяженность переднего участка уменьшается, причем значительное изменение его длины происходит при изменении L от 7,3 до 9,4.

При $M = 0,8$ также наблюдается уменьшение передней отрывной зоны и увеличение задней (рис. 1,б). Однако в данном случае давление в передней отрывной зоне при $L = 9,4$ и $L = 11,3$ одно и то же. Отмечается также более интенсивный рост давления перед задней стенкой при $L = 5,3$. По мере увеличения длины выемки область постоянного давления уменьшается от $X = 0,6$ при $L = 5,3$ до $X = 0,35$ при $L = 11,3$. В отличие от рис. 1,а на рис. 1,б давление вблизи задней стенки растет немонотонно: сначала оно уменьшается от $P = 1,09$ при $L = 5,3$ до $P = 1,02$ при $L = 7,3$, затем увеличение длины выемки приводит к росту давления до $P = 1,1$. Можно предположить, что относительный рост давления при $L = 5,3$ связан с образованием местной сверхзвуковой зоны и замыкающего скачка уплотнения. Повышение давления на задней кромке с увеличением L характерно как для малых дозвуковых, так и для сверхзвуковых скоростей.

Для закрытой выемки ($L = 11,3$) минимум давления наблюдается в передней части вследствие расширения потока на передней кромке, далее за участком, где вязкий слой присоединяется к дну выемки, давление повышается начиная с точки, где слой вновь отрывается перед задней стенкой. В отличие от сверхзвукового обтекания закрытых выемок, когда давление между изолированными отрывными зонами мало меняется, в случае дозвукового обтекания наблюдается взаимное влияние отрывных зон и плавное повышение давления между передней и задней отрывными зонами.

В диапазоне исследованных чисел Маха (как для открытых, так и для закрытых полостей) давление за передней стенкой меньше значения p_∞ , а перед задней больше. При дозвуковых скоростях потока увеличение числа Маха от 0,6 до 0,8 приводит к уменьшению передней отрывной зоны и увеличению задней при $L = 11,3$, а также к увеличению давления перед задней стенкой при $L = 5,3$.

При дозвуковых скоростях структура течения с закрытой выемкой отличается от случая $M > 1$, так как не возникают скачки уплотнения в выемке и возмущения от задней отрывной зоны передаются вверх по потоку. Вместе с тем возникают течения с одной и двумя отрывными зонами. Существует диапазон значений L , в котором наблюдается переход от режима закрытой выемки к режиму открытой. Значения L из этого диапазона определяются параметрами пограничного слоя для различных длин каверны.

Распределение давления на дне выемок при $L = 5,3; 7,3$ и $M = 1,18$ представлено на рис. 2 (кривые 1, 2 соответственно). В этом случае распределение давления вблизи передней стенки остается постоянным вплоть до $X = 0,2$, затем монотонно повышается при приближении к задней стенке. На всей длине выемки давление на модели с $L = 5,3$ превышает давление на модели с $L = 7,3$. Результаты данных опытов сравнивались с результатами ряда работ, полученными при близком значении числа Маха. На рис. 2 представлены результаты расчетов [13] при $L = 6$, $M = 1,5$, $Re = 6,56 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$ (кривая 3) и результаты расчетов [14] при $L = 6$, $M = 1,5$, $Re = 6,5 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$ (точки 4 — эксперимент, кривая 5 — расчет).

На рис. 3 показано распределение давления на дне длинных выемок при $M = 1,18$ и $L = 9,4; 11,3$ (точки 1, 2 соответственно). Область минимального давления находится вблизи передней стенки выемки вследствие распространения волн разрежения от передней стенки. За участком, где вязкий слой присоединяется к дну выемки, давление повышается. Из сравнения результатов, представленных на рис. 2, 3, следует, что для открытых вы-

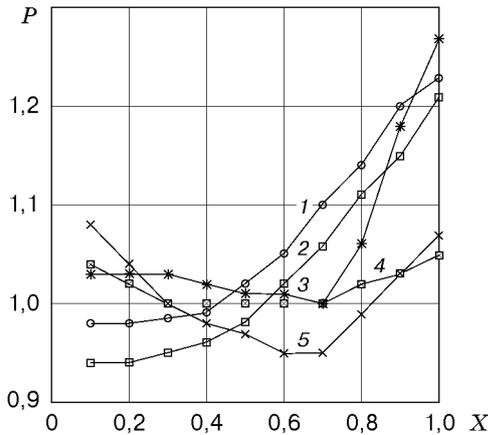


Рис. 2

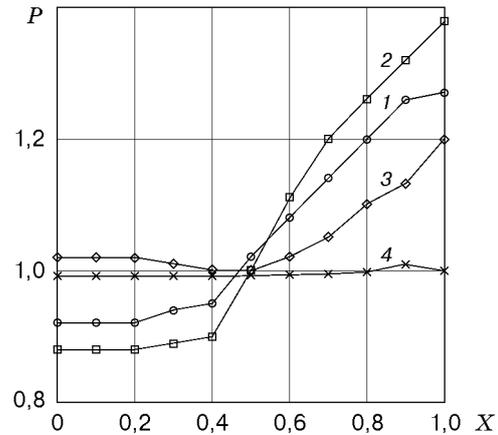


Рис. 3

емок давление на расстоянии $X = 0,4$ превышает давление для закрытой выемки, причем по мере увеличения относительной длины выемки давление уменьшается. В то же время при приближении к задней стенке выемки наблюдается обратная зависимость: по мере увеличения L давление повышается. Исключением является выемка с относительной длиной $L = 5,3$, для которой давление выше, чем для выемки с $L = 7,3$. В отличие от случая дозвуковых скоростей при $M = 1,18$ наблюдается более интенсивный рост давления перед задней стенкой, которое достигает значений $P = 1,2 \div 1,4$.

На рис. 3 представлены также результаты экспериментов [15] при $L = 9$, $M = 1,5$ (кривая 3), в которых изучалось течение в прямоугольной двумерной каверне в условиях толстого пограничного слоя при $M = 1,5$; $2,5$. В [15] рассмотрено распределение давления и пульсаций в каверне в зависимости от числа Маха, относительной длины и толщины пограничного слоя. Выявлено два механизма колебаний, обусловленных: 1) взаимодействием вихря, сходящего с передней стенки, с вихрем от задней стенки; 2) поперечными колебаниями одиночного вихря в каверне. На рис. 3 представлены также расчетные данные [12] при $L = 20$, $M = 1,05$, $Re = 10^3$ (кривая 4), полученные с помощью численного моделирования обтекания каверн сверхзвуковым потоком вязкого сжимаемого теплопроводного газа.

Представляет интерес исследование зависимостей изменения давления за передней стенкой и перед задней стенкой от числа Маха набегающего потока. Следует отметить, что в отличие от случая сверхзвукового обтекания с закрытой выемкой (где передняя отрывная зона отделена от задней сверхзвуковым участком течения) при дозвуковом обтекании наблюдается существенное взаимное влияние этих областей. Распределение давления за передней стенкой ($X = 0$) при $M = 0,6$; $0,8$; $1,18$ (кривые 1–3 соответственно) представлено на рис. 4. В исследованном диапазоне длин полостей увеличение скорости дозвукового потока приводит к уменьшению давления. В точке $X = 0$ при увеличении числа Маха от $M = 0,8$ до $M = 1,18$ наблюдаются следующие закономерности. В случае открытой выемки ($L = 5,3$) давление не меняется, при $L = 7,3$; $9,4$ оно уменьшается с увеличением L . Для закрытой выемки ($L = 11,3$) давление уменьшается наиболее резко, что соответствует характеру изменения донного давления за обратной ступенькой в указанном диапазоне чисел Маха.

На рис. 4 показано также распределение давления вблизи задней стенки ($X = 1$) при $M = 0,6$; $0,8$; $1,18$ (кривые 4–6 соответственно). В отличие от течения за передней стенкой вблизи задней стенки при увеличении L давление увеличивается (за исключением $L = 7,3$).

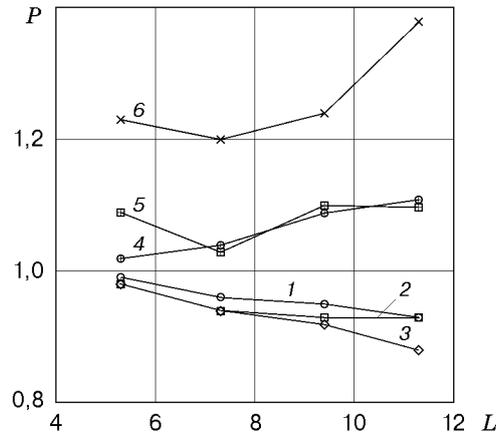


Рис. 4

Кроме того, при переходе от $M = 0,6$ к $M = 1,18$ давление не уменьшается, а растет, как и в случае течений перед ступеньками.

Оптическое исследование потока. В опытах проводились фотографирование и киносъемка потока с большим и малым временем выдержки. При времени экспозиции $t = 10$ мс, которое значительно превышало продолжительность цикла пульсаций, регистрировалась осредненная по времени картина течения. В случае $t = 1$ мкс имелась возможность наблюдать колебания течения и движение вихревых образований. Из-за малого градиента плотности при малых скоростях потока картина была нечеткой. В этом случае в поток вводилось небольшое количество визуализирующего состава. Инжекция проводилась в нескольких точках по радиальной плоскости с одной стороны модели: в пограничный слой перед выемкой, а также в поток в нижних точках вблизи передней и задней стенок выемки.

В опытах получены фотографии обтекания выемок при дозвуковых ($M = 0,6; 0,8$) и малой сверхзвуковой ($M = 1,18$) скоростях потока. На рис. 5 представлена схема обтекания полости, построенная на основании шпирен-фотографий потока и снимков визуализирующего состава. В случае открытой выемки ($L = 5,3, M = 0,6$) пограничный слой 1 переходит в свободный вязкий слой 4 и, отрываясь от передней кромки, отходит, а затем приближается к выемке; перед задней кромкой образуется утолщение слоя. Почти всю выемку занимает один большой вихрь 3. По фотографиям визуализирующего состава можно предположить, что вблизи нижнего угла передней стенки образуется еще один небольшой вихрь 2, вращающийся в противоположном направлении.

В случае закрытой выемки пограничный слой, отрываясь от передней стенки, приближается к дну выемки, а затем отходит от него и проходит над задней стенкой. Для этого режима характерно наличие отдельных замкнутых зон циркуляционного течения у передней и задней стенок выемки, причем для данного режима течения протяженность переднего вихря значительно превышает протяженность заднего.

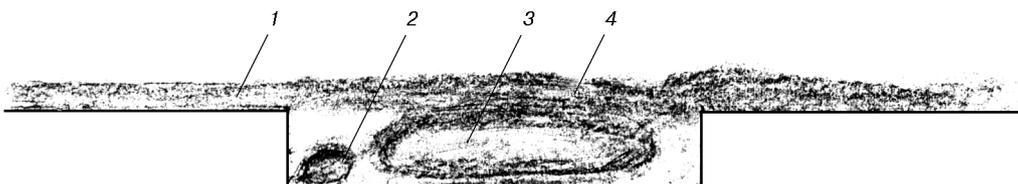


Рис. 5

При малой сверхзвуковой скорости в случае открытой выемки набегающий поток отрывается вблизи передней стенки выемки и также присоединяется к задней стенке. Часть газа вовлекается в циркуляционное течение и возвращается к передней стенке выемки. Свободный вязкий слой при приближении к задней стенке оттесняется во внешний поток. Открытые выемки можно разделить на мелкие и глубокие. Граница перехода от режима течения в мелких выемках к режиму течения в глубоких выемках соответствует $L = 1$. Если $L < 1$, скачок и течение расширения отсутствуют (глубокая выемка). Глубокие выемки характеризуются гладким свободным вязким слоем и “действуют” как резонаторы.

В случае закрытой выемки пограничный слой отрывается вблизи передней стенки и приближается к нижней поверхности выемки, далее поток течет параллельно дну выемки. Вблизи передней стенки образуется зона циркуляционного течения. В этом случае задняя стенка выемки представляет собой уступ, обтекание которого сопровождается вторичным отрывом потока. Перед уступом возникает вторая отрывная зона. При движении газа к задней стенке происходит постепенное торможение потока с образованием во внешней его части скачка уплотнения. Часть газа попадает в циркуляционное течение и возвращается к передней стенке, далее происходит повторное расширение потока в волне разрежения.

На фотографиях с малым временем экспозиции и кадрах скоростной киносъемки видно, что скорость течения во впадине небольшая, ее увеличение наблюдается только вблизи задней стенки. При $L > 5$ наблюдается несколько вихрей в свободном вязком слое верхней части выемки. Эти вихри образуются вблизи передней стенки, движутся вниз по потоку и располагаются почти на одинаковом расстоянии друг от друга. Скорость перемещения вихрей при дозвуковой скорости внешнего потока приблизительно равна половине скорости перемещения свободного вязкого слоя над впадиной. На фотографиях течения видно, что свободный слой колеблется вверх и вниз вблизи задней стенки выемки. При движении вверх свободный слой закрывает заднюю стенку от внешнего потока. Когда слой смещается вниз, наблюдается подвод массы из внешнего потока в полость, и вблизи задней стенки образуется область повышенного давления. Повышенное давление в выемке распространяется вперед по потоку, свободный слой поднимается, и процесс повторяется.

Из результатов экспериментальных исследований цилиндрической выемки на осесимметричном теле следует, что увеличение скорости дозвукового потока в диапазоне $M = 0,6 \div 0,8$ приводит к уменьшению передней отрывной зоны и увеличению задней. В отличие от случая $M = 0,6$ при $M = 0,8$ давление вблизи задней стенки растет немонокотонно: сначала оно уменьшается при $L = 5,3 \div 7,3$, затем увеличение длины выемки приводит к росту давления. При $M = 1,18$ наблюдается более интенсивный рост давления перед задней стенкой.

Автор выражает благодарность О. Н. Иванову и С. И. Сабурову за помощь в проведении экспериментов.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Богатырев В. Я., Дубнищев Ю. Н., Мухин В. Н. и др.** Экспериментальное исследование течения в траншее // ПМТФ. 1976. № 2. С. 76–86.
2. **Жак В. Д., Мухин В. А., Накоряков В. Е.** Трехмерные вихревые структуры в кавернах // ПМТФ. 1981. № 2. С. 54–59.
3. **Богатырев В. Я., Мухин В. А.** Экспериментальное исследование течения в мелкой и глубокой кавернах // ПМТФ. 1984. № 3. С. 70–74.
4. **Богатырев В. Я.** Изучение поля скоростей в каверне, обтекаемой турбулентным потоком жидкости // Физика аэродисперс. систем. 1990. № 33. С. 107–114.

5. **Белолипецкий В. М., Костюк В. Ю.** Численное исследование рециркуляционных течений в трехмерной каверне // ПМТФ. 1990. № 1. С. 100–104.
6. **Заоугульников Н. Л., Коваль М. А., Швец А. И.** Пульсации потока газа в кавернах при сверхзвуковом обтекании // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1990. № 2. С. 121–127.
7. **Atwood С. А.** Computation of a controlled store separation from a cavity. N. Y., 1994. (Paper / AIAA; N 94-0031).
8. **Бормусов А. А., Глебов Г. А., Щелков А. Н., Якушев Р. А.** Влияние внешней турбулентности на течение в прямоугольной полости // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1986. № 2. С. 162–167.
9. **Гвоздева Л. Г., Лагутов Ю. П.** Исследование нестационарных течений над выемками // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1988. № 3. С. 185–190.
10. **Wilcox F. J.** Experimental investigation of porous-floor effects on cavity flow fields at supersonic speeds: Techn. Rep. / NASA Langley Res. Center. NASA-TP-3032. Hampton, 1990.
11. **Антонов А. Н., Филиппов К. Н.** Пульсации давления в выемке, обтекаемой дозвуковым или сверхзвуковым потоком газа // ПМТФ. 1989. № 4. С. 84–89.
12. **Граур И. А., Елизарова Т. Г., Четверушкин Б. Н.** Численное моделирование обтекания каверн сверхзвуковым потоком вязкого сжимаемого газа // Инж.-физ. журн. 1991. Т. 61, № 4. С. 570–577.
13. **Kim I., Chokani N.** Navier — Stokes study of supersonic cavity flowfield with passive control // J. Aircraft. 1992. V. 29, N 2. P. 217–223.
14. **Baysal O., Srinivasan S.** Unsteady viscous calculations of supersonic flows past deep and shallow three-dimensional cavities. N. Y., 1988. (Paper / AIAA; N 88-0101).
15. **Zhang X., Edwards J. A.** An investigation of supersonic oscillatory cavity flows driven by thick shear layers // Aeronaut. J. 1990. V. 94, N 940. P. 355–364.

*Поступила в редакцию 4/IV 2000 г.,
в окончательном варианте — 31/VII 2000 г.*
