

УДК 533.6.011.5:532.517

© 2002 г. А.И. ШВЕЦ

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕЧЕНИЯ В ЦИЛИНДРИЧЕСКОМ ВЫРЕЗЕ НА ОСЕСИММЕТРИЧНОМ ТЕЛЕ ПРИ СВЕРХЗВУКОВОМ ОБТЕКАНИИ

Изложены результаты экспериментального исследования обтекания цилиндрического выреза на осесимметричном теле с отношением диаметра выреза к диаметру цилиндра, равным 0.7, при числе $M_c = 2.84$. На основании данных по распределению давления и оптических измерений картины обтекания исследована структура течения в вырезе для диапазона относительных его длин 0.5–14, включающего режимы течения с открытой и закрытой отрывными зонами.

Течение в вырезках (кавернах, выемках) как один из видов отрывных течений широко встречается в ряде прикладных задач: на летательных аппаратах (для размещения приборов, колесных ниш, сопряжения блоков ракет), в аэродинамических трубах и при движении газа в различных элементах технологических установок. Ряд теоретических и экспериментальных исследований относится к обтеканию каверн в широком диапазоне скоростей набегающего потока: от несжимаемой жидкости до газа с гиперзвуковыми числами Маха.

Аналитические методы [1] для подобного класса течений не дали удовлетворительного объяснения многих деталей взаимодействия потоков в кавернах. В [2] исследованы решения двумерных уравнений Эйлера для анализа обтекания каверны потоком с большой дозвуковой скоростью. Решение двумерных уравнений Навье–Стокса [3] было впоследствии повторено в ряде численных исследований, например в [4], для турбулентного режима течения в каверне с $L_D = L/D = 6.2$, $M_\infty = 2.36$, где L – длина выемки, D – глубина. Задача обтекания плоской прямоугольной выемки неравновесным потоком вязкого многокомпонентного реагирующего газа решена в [5]. Численные результаты для нестационарных вязких течений в прямоугольных кавернах при сверхзвуковом внешнем обтекании получены в [6]. Метод решения уравнений Навье–Стокса для сжимаемого стационарного течения [3] был также применен для исследования вязкого турбулентного трехмерного течения, например в [7], однако этот метод не нашел широкого применения для нестационарного течения. Для исследования обтекания каверны с $L_D = 5.3, 8.0$ и 10.7 гиперзвуковым потоком ($M_\infty = 6.3$) при ламинарном и переходном режимах пограничного слоя в [8] использован метод [7].

Результаты экспериментального исследования теплообмена на поверхности острого конуса с кольцевой выемкой, обтекаемого гиперзвуковым потоком при $M_\infty = 6$ получены в [9]. На основании теневых и интерференционных картин, а также измерений давления пьезодатчиками исследовано распространение плоской ударной волны с числами Маха $M = 1.2$ – 5.0 над мелкой прямоугольной выемкой, расположенной в поперечном к распространению волны направлении [10]. Влияние размеров каверны и числа Рейнольдса при гиперзвуковом обтекании осесимметричного тела ($M_\infty = 7.3$) на осредненные значения давления, тепловых потоков и температур экспериментально изучено в [11]. Следует отметить, что в рассмотренных исследованиях обтекания каверн представлены отрывочные данные для некоторых их геометрических параметров, кроме того, основное внимание было уделено диапазону малых значений L_D , соответствующих схеме течения с открытой отрывной зоной.

Цель данной работы – экспериментальное изучение сверхзвукового обтекания цилиндрического выреза на осесимметричном теле в широком диапазоне относительных длин с $L_D = 0.5-14$, позволяющем определить влияние длины выреза на режимы как с открытой, так и с закрытой отрывными зонами.

1. Методика экспериментов. Эксперименты выполнялись на модели диаметром 68 мм в виде осесимметричного тела с конической головной частью с углом полураствора $\theta_c = 9$ при числе $M_\infty = 2.97$. На расстоянии 280 мм от конической части находился вырез глубиной $D = 10$ мм, в котором располагались датчики давления. Автоматическое перемещение задней цилиндрической части модели изменяло длину выреза от 5 до 140 мм с интервалом в 10 мм. В процессе проведения экспериментов для заданной длины выреза осуществлялось автоматическое движение внутренней цилиндрической части модели с датчиками давления.

Для измерения давления на поверхности модели и числа Маха набегающего потока применялись датчики давления ИКД-27. Давление на дне выреза определялось датчиком ДМИ-10-2, относительная среднеквадратичная погрешность измерения давления составляла $\langle p \rangle = 0.03$. Данные измерений обрабатывали на компьютерном комплексе.

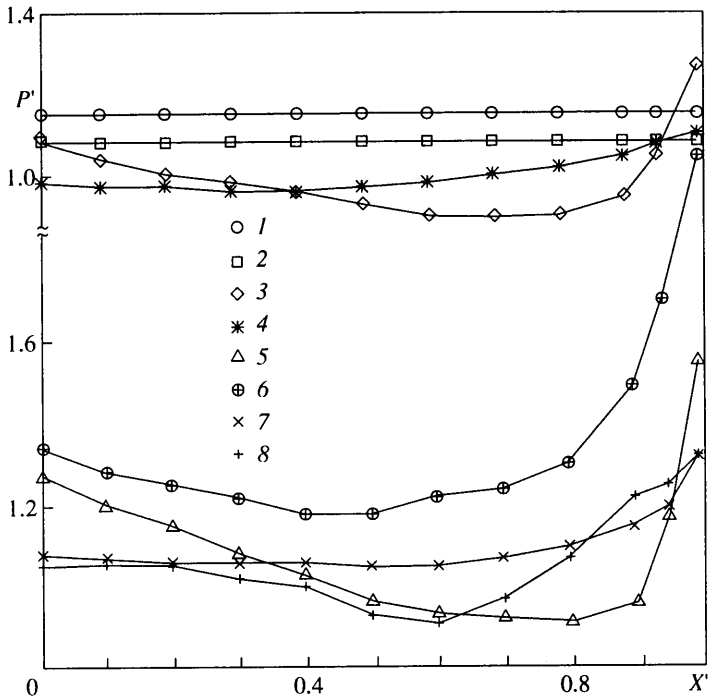
Для проведения экспериментов использовалась сверхзвуковая аэродинамическая труба с перфорированной рабочей частью, имеющая диапазон трансзвуковых скоростей с непрерывным переходом через скорость звука. Труба для потока переменной плотности оборудована напорным и всасывающим эжекторами, позволяющими проводить испытания в широких диапазонах чисел Маха ($M_\infty = 0.4-4.0$) и Рейнольдса ($Re/1 м = 10^5-2.5 \cdot 10^7$).

2. Распределение давления. В случае обтекания выемок сверхзвуковым потоком газа различаются два характерных режима течения [3]. Если отношение длины выемки к глубине L_D меньше определенной величины L_D^* , вся выемка занята одной отрывной зоной – это режим обтекания с "открытой" выемкой. Другой вариант течения – с "закрытой" выемкой, когда L_D превышает это критическое значение L_D^* и вблизи задней стенки возникает вторая отрывная зона. В случае сверхзвуковых скоростей и турбулентного пограничного слоя величина, разделяющая открытые и закрытые выемки, для плоских двумерных течений соответствует $L_D^* = 10-13$.

Для изучения течения в вырезе необходимо знать параметры течения вблизи передней кромки, которые вследствие присоединенного к конусу скачка уплотнения и последующего течения расширения перед цилиндрической частью, отличаются от параметров невозмущенного потока. Перед проведением основной серии экспериментов были измерены параметры потока вблизи переднего среза выреза. С помощью трубки Пито (диаметр 0.8 мм) на координатном устройстве найдено полное давление на удалении до 50 мм от цилиндрической поверхности вблизи передней кромки выреза. Определялось также статическое давление на поверхности модели. Из этих данных с помощью формулы Рэяля найдено число $M_e = 2.84$ (где индекс "e" – условия на внешней границе пограничного слоя), причем на радиусе 50 мм от пограничного слоя число M изменялось в пределах ± 0.03 .

Число Рейнольдса Re_c , определенное по параметрам набегающего потока и расстоянию от передней точки модели до передней кромки выреза, равно 10^6 . Режим перед вырезом турбулентный, толщина слоя $\delta = 6$ мм, отношение толщины слоя к высоте каверны $\delta/D = 0.6$. Число Re_D , определенное по параметрам потока над пограничным слоем перед вырезом и глубине выреза D , составляет $2 \cdot 10^5$.

На фиг. 1 представлено распределение давления $P' = P/P_\infty$ (P и P_∞ – измеренное давление и давление невозмущенного потока) на дне открытого осесимметричного выреза при числе $M_e = 2.84$ для различных длин вырезов L_D в зависимости от относительного расстояния $X' = X/L$ (X – расстояние от передней точки выреза). Для малых длин $L_D = 0.5$ и 1 давление на дне выреза сохраняется постоянным и, как видно из графика, в первом случае давление выше, чем во втором. Для $L_D = 0.5$ при подходе

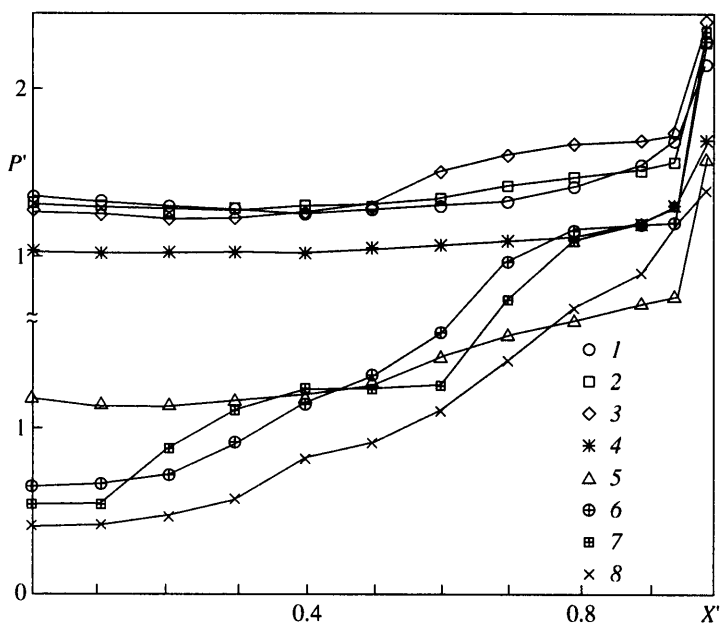


Фиг. 1. Распределения давления P' на дне открытого выреза для $M_e = 2.84$ от X' : 1-3 - $L_D = 0.5, 1, 2$; 4 - $L_D = 2.5$, $M_\infty = 2.78$, эксперимент [13]; 5, 6 - $L_D = 4, 6$; 7 - $L_D = 3$, $M_\infty = 2.5$, эксперимент [14]; 8 - $L_D = 3$, $M_\infty = 2.5$, расчет [15]

свободного вязкого слоя к задней стенке он утолщается, что вызывает отклонение линий тока внешнего течения и содействует повышению давления в каверне. Для $L_D = 1$ пограничный слой после расширения на передней кромке приближается к донной части выреза, возникает поглощение количества движения внутренней частью слоя и не происходит повышения давления вблизи задней стенки. Можно отметить, что полученные данные согласуются с результатами [12]. Согласно [12], открытые выемки различаются по признаку гладкости потока над ними на "мелкие" и "глубокие", причем граница, разделяющая мелкие и глубокие выемки, соответствует $L_D = 1$. Если величина L_D достаточно мала ($L_D < 1$), скачок и течение расширения полностью отсутствуют и обтекает глубокая выемка. Глубокие каверны характеризуются гладким свободным вязким слоем и действуют как резонаторы.

Для $L_D = 2$, начиная от передней точки выреза $X' = 0$, давление снижается до $X' = 0.8$, затем резко возрастает перед задней стенкой до величины $P' = 1.3$. На фиг. 1 показаны также данные экспериментов [13] для $L_D = 2.5$, где проведено исследование обтекания двумерной плоской и осесимметричной моделей каверн при числе $M_\infty = 2.78$, пограничный слой был турбулентным, отношение толщины слоя к высоте каверны $\delta/D = 0.44$. Отметим, что результаты [13] относятся главным образом к отрыву потока и теплообмену.

Данные для вырезов с $L_D = 4$ и 6 показаны на фиг. 1 (5, 6). В случае $L_D = 4$, так же как и для $L_D = 2$, давление от передней точки плавно снижается до $X' = 0.8$, отличие заключается в более интенсивном росте давления P' перед задней стенкой до значения 1.6. Для $L_D = 6$ наблюдается повышение давления на всем протяжении выреза, минимум давления реализуется в окрестности $X' = 0.5$, а повышение давления достигает



Фиг. 2. Распределения давления P' на дне выреза для $M_e = 2.84$ от X' : 1-3 - $L_D = 8, 9, 10$; 4 - $L_D = 9$, $M_\infty = 2.5$, эксперимент [14]; 5-7 - $L_D = 11, 12, 14$; 8 - $L_D = 12$, $M_\infty = 2.78$, эксперимент [13]

величины 2.1. Для сравнения с данными при $L_D = 4$ представлены результаты опытов [14] для $L_D = 3$, $M_\infty = 2.5$ (7) и данные расчетов [15] (8). В [14] экспериментально изучено течение в прямоугольной двумерной каверне в присутствии толстого пограничного слоя при числах $M_\infty = 1.5$ и 2.5 , найдены характеристики давления и пульсаций в каверне в зависимости от M_∞ , L_D и δ . Численные решения полных уравнений Навье - Стокса [15] и их сравнения с экспериментами [14] показали, что они достоверно предсказывают локальные минимумы давления и описывают особенности течения.

Результаты опытов для больших длин вырезов $L_D = 8, 9, 10$ представлены на фиг. 2 (1-3). Для $L_D = 8$ и 9 распределения давления P' по донной части выреза мало различаются и близки к кривой для $L_D = 6$. Можно отметить снижение давления и уменьшение участка пониженного давления вблизи передней стенки этих вырезов. В то же время наблюдается более интенсивное возрастание давления по мере приближения к задней стенке. Как видно на фиг. 2 при $L_D = 8-10$ (мелкие каверны) давление P' в каверне больше P'_∞ . По дозвуковой части пограничного слоя от области сжатия вверх по потоку и по задней стенке распространяется высокое давление, что приводит к оттеснению внешнего потока и повышению давления в вырезе.

Для открытых вырезов распределение давления определяется тремя основными механизмами: вихрями в каверне, взаимодействием пограничного слоя с внешним потоком и торможением потока около задней стенки. Если L_D мало, то вихри и вязкое взаимодействие играют основную роль. С увеличением L_D сжатие потока вблизи задней стенки и диффузия количества движения через пограничный слой становятся приоритетными. Это приводит к росту давления на дне каверны с $X' = 0.5$, т.е. еще до начала процесса сжатия у задней стенки. На фиг. 2 показаны также данные опытов

[14] для $L_D = 9$, $M_\infty = 2.5$ (4). Как отмечено в [14], вблизи точки присоединения сильный вихрь ускоряет течение и приводит к снижению давления в середине задней стенки.

Распределения давления на дне выреза для $L_D = 11, 12, 14$ при числе $Me = 2.84$ на фиг. 2 (5–7) показывают, что кривая для $L_D = 11$ подобна кривой для $L_D = 10$. На фиг. 2 приведены также данные эксперимента [13] для $L_D = 12$ при $M_\infty = 2.78$. Для $L_D = 12$ и 14 наблюдается резкое изменение форм кривых, что объясняется переходом от открытой отрывной зоны к закрытой. У выемок с отношением L_D , близким к критическому ($L_D = 12$), происходит взаимодействие отрывных зон, вследствие чего распределение давления изменяется слабо. Для $L_D = 12$ и 14 участки пониженного давления резко сокращаются $X' = 0-0.2$ и $0-0.1$, что связано с появлением передней отрывной зоны. За передней кромкой образуется распределение давления, характерное для обтекания обратного уступа. Давление вблизи передней кромки интенсивно снижается вследствие волны разрежения, а также реализации отдельной отрывной зоны, не соединяющейся с задней. Далее следует участок почти постоянного давления, длиной равный расстоянию между двумя зонами отрыва.

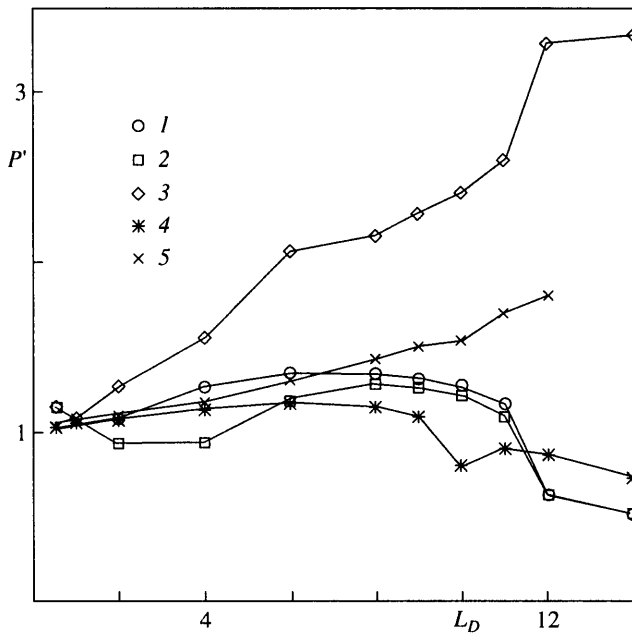
Для закрытой схемы течения повышенное давление от задней кромки не передается в переднюю часть выреза. После расширения и поворота течения за передней кромкой поток приближается к донной части, затем он разворачивается вдоль дна. На этом участке возникают волны сжатия и давление повышается. Наиболее резкий скачок давления P' происходит вблизи задней стенки на участке $X' = 0.95-1.0$, где оно достигает значения 3.3.

Представляет интерес анализ изменения давления P' в характерных точках от длины выреза L_D : за передней кромкой $X' = 0$, в точке минимального давления и перед задней кромкой $X' = 1$. Давление P' в точке $X' = 0$ (фиг. 3) при переходе L_D от 0 к 1 уменьшается. Последующее увеличение длины выреза до 8 приводит к плавному возрастанию P' . До длины $L_D = 11$ давление постепенно понижается. Рост длины L_D от 11 к 12 вызывает резкое падение P' – это связано с переходом от открытой к закрытой отрывной зоне, а последующее увеличение длины закрытого выреза реализует постепенное снижение давления. Течение за передней стенкой для режима течения с закрытой отрывной зоной подобно донному течению. Для данной модели – это донное течение за обратным цилиндрическим уступом.

По результатам ряда исследований обратного уступа можно заключить, что в интервале умеренных чисел $M_\infty = 2.3-3.5$ при больших значениях числа Рейнольдса Re_c , вычисленных по условиям в потоке перед отрывом и расстоянию от передней точки до точки отрыва X_c на верхней кромке, отношение длины первого отрыва к высоте D как для ламинарного, так и для турбулентного пограничного слоя почти не зависит от чисел M_∞ и Re . На фиг. 3 приведены также данные опытов [13] для $X' = 0$ по обтеканию моделей каверн при числе $M_\infty = 2.78$ с турбулентным пограничным слоем. Как показано в [13], при малых числах Re_c для осесимметричного течения длина области первого отрыва превышает эту длину для плоского течения.

Минимальное давление P'_{\min} в вырезе представлено на фиг. 3. Для $L_D = 2-4$ значения P'_{\min} ниже, чем для точки $X' = 0$. Можно отметить незначительное снижение минимального давления на участке $L_D = 6-11$, а для закрытого выреза эти значения одинаковы. Максимальное давление P'_{\max} в вырезе образуется на задней стенке ($X' = 1$, фиг. 3, 3). В отличие от рассмотренных выше кривых, в точке $X' = 1$ давление повышается по мере увеличения длины выреза.

Для закрытого выреза характеристики второй отрывной зоны перед задней стенкой подобны характеристикам области сжатия перед выступом. Максимальное давление P'_{\max} в начале области сжатия зависит от свободного взаимодействия при



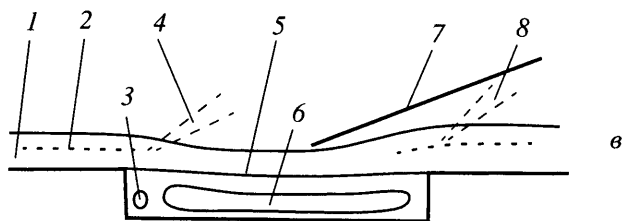
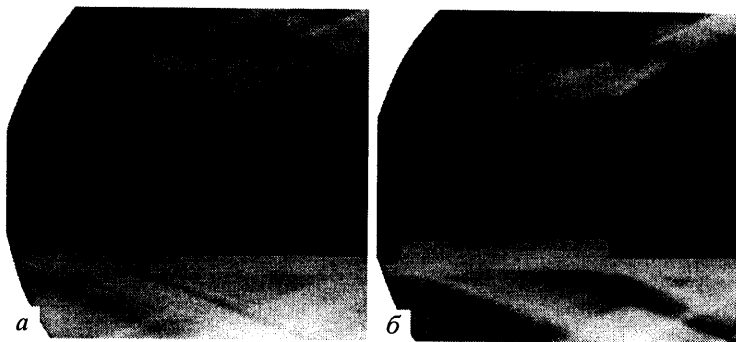
Фиг. 3. Зависимости давления P' в характерных точках для $M_e = 2.84$ от относительной длины выреза L_D : 1–3 – за передней кромкой ($X' = 0$), в точке минимального давления и перед задней кромкой ($X' = 1$); 4 и 5 – $X' = 0$ и 1, $M_\infty = 2.78$, эксперимент [13]

отрыве пограничного слоя. По мере приближения к задней стенке давление возрастает, что вызывает отклонение внешнего потока. Данные P'_{\max} для точки $X' = 1$ из [13] при обтекании каверны при числе $M_\infty = 2.78$ также показаны на фиг. 3. По результатам исследований осесимметричных и плоских каверн можно сделать вывод, что основные тенденции аналогичны, осесимметричная каверна закрывается при той же длине, что и плоская.

3. Оптическое исследование потока. В опытах применялись два типа фотографий и киносъемки потока: с большим временем выдержки ($t = 10^{-2}$ с), которое значительно превышало продолжительность цикла пульсации и давало осредненную по времени картину течения, а также с малым временем экспозиции ($t = 10^{-6}$ с), позволяющим наблюдать колебания течения и движение вихревых образований. Наряду с использованием шлирен-метода, применялась также инъекция небольших количеств визуализирующего состава, которая проводилась в нескольких точках с одной стороны модели: в пограничный слой перед выемкой, а также в нижних точках передней и задней стенок выреза.

Ниже рассмотрена структура потока вблизи выемок для двух режимов течения – с открытой и закрытой отрывными зонами. Шлирен-фотография обтекания выреза при $L_D = 4$ ($M_e = 2.84$) показана на фиг. 4, а. Пограничный слой отрывается в угловой точке и приближается к дну выреза, одновременно во внешнем невязком потоке возникает течение расширения. Свободный вязкий слой при подходе к задней кромке отгесняется во внешний поток, и возникает слабый скачок уплотнения. Открытый вырез виден и на фиг. 4, б ($L_D = 10$). Здесь, по сравнению с $L_D = 4$, наблюдается большее утолщение свободного вязкого слоя над вырезом, а также скачок уплотнения перед задней кромкой.

На фиг. 4, в представлена схема течения для открытого выреза, построенная на основании шлирен-фотографий потока и снимков визуализирующего состава. При



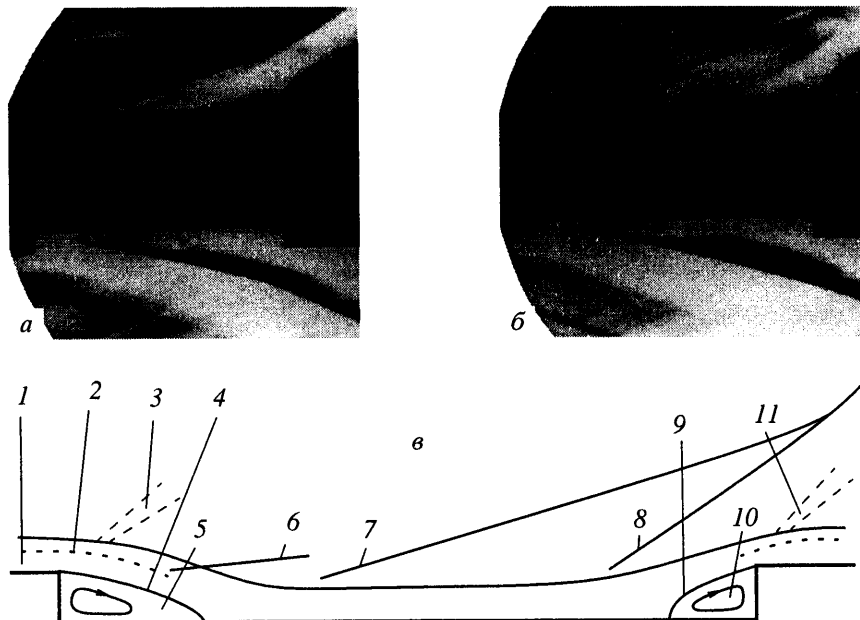
Фиг. 4. Фотографии (а) и (б) обтекания открытого выреза для $L_D = 4$ и 10 ($M_e = 2.84$) и схема течения (в): 1 – турбулентный пограничный слой; 2 – линия $M = 1.0$; 3 – небольшой вихрь вблизи передней кромки; 4 – волна разрежения; 5 – разделяющая линия тока; 6 – основное циркуляционное течение; 7 – скачок уплотнения; 8 – волна разрежения

подходе свободного вязкого слоя к задней кромке часть газа попадает в циркуляционное течение и возвращается к передней стенке выреза, вследствие чего образуется один большой вихрь почти на всю длину выреза. По фотографиям визуализирующего состава можно предположить, что вблизи нижнего угла передней стенки образуется еще один небольшой вихрь с противоположным направлением вращения.

На фиг. 5, а показана фотография обтекания закрытого выреза с отношением L_D , близким к критическому: 12 для $M_e = 2.84$. Вблизи точки присоединения сдвигового слоя к дну выреза расположен первый скачок уплотнения. При движении газа к задней стенке происходит торможение потока с образованием во внешней его части второго скачка уплотнения. На следующей фотографии (фиг. 5, б) видно течение в вырезе при $L_D = 14$. Отличие от $L_D = 12$ заключается в том, что второй скачок уплотнения вниз по потоку соединяется с первым.

Схема течения для закрытого выреза представлена на фиг. 5, в. На переднем участке выреза имеется типичная для обтекания обратного уступа картина течения. Приближающийся к донному срезу пограничный слой отрывается в угловой точке, образуя циркуляционную зону, одновременно во внешнем невязком потоке возникает течение расширения. Задняя стенка выреза в этом случае представляет собой выступ, обтекание которого сопровождается вторичным отрывом потока, часть газа попадает в циркуляционное течение и возвращается к передней стенке. В угловой точке свободный вязкий слой опять присоединяется к стенке, а во внешнем потоке реализуется расширение потока в волне разрежения.

Фотографии с малым временем экспозиции и скоростная киносъемка показали, что течение во впадине имеет небольшую скорость, повышение скорости наблюдается только вблизи задней стенки. В случае открытого выреза для $L_D > 5$ кроме основного вихря наблюдается несколько мелких вихрей в свободном вязком слое верхней части выреза. Эти вихри образуются вблизи передней кромки, движутся вниз по потоку и располагаются приблизительно на одинаковом расстоянии друг от друга. Скорость



Фиг. 5. Фотографии (а) и (б) обтекания закрытого выреза для $L_D = 12$ и 14 ($M_e = 2.84$) и схема течения (в): 1 – турбулентный пограничный слой; 2 – линия $M = 1.0$; 3 – волна разрежения; 4 – разделяющая линия тока для первой отрывной зоны; 5 – первая отрывная зона; 6 – краевой скачок; 7 и 8 – первый и второй скачки уплотнения; 9 – разделяющая линия тока для второй отрывной зоны; 10 – вторая отрывная зона; 11 – волна разрежения

перемещения вихрей при числе $M_e = 2.84$ примерно равна 0.6 средней скорости перемещения свободного вязкого слоя над впадиной. По фотографиям течения было видно, что свободный слой колеблется вверх и вниз около задней кромки выреза. Во время движения вверх свободный слой отделяет заднюю кромку от внешнего потока. Когда слой смещается вниз, наблюдается подвод массы из внешнего потока в полость, и вблизи задней кромки образуется область высокого давления. Повышенное давление в вырезе распространяется вперед по потоку, свободный слой поднимается и процесс повторяется.

Заключение. В результате экспериментальных исследований изучена структура течения при сверхзвуковом обтекании ($M_e = 2.84$) цилиндрического выреза на осесимметричном теле. Определено влияние относительной длины выреза ($L_D = 0.5-14$) на распределение давления по нижней стенке, переход от открытого к закрытому режиму обтекания, расположению отрывных зон и скачков уплотнения. Получены новые данные для закрытого режима, когда возникают две отрывные зоны и два скачка уплотнения.

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

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (№ 96-01-01304).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Heller H., Bliss D. The physical mechanism of flow-induced pressure fluctuations in cavities and concepts for their suppression // AIAA Paper. 1975. № 491. 8 p.
2. Borland C.J. Numerical prediction of the unsteady flowfield in an open cavity // AIAA Paper. 1977. № 673. 11 p.

3. Hankev W.L., Shang J.S. Analyses of pressure oscillations in an open cavity // *AIAA Journal*. 1980. V. 18. № 8. P. 892–898.
4. Gorski J.J., Ota D.K., Chakravarthy S.R. Calculations of three-dimensional cavity flow fields // *AIAA Paper*. 1987. № 117. 7 p.
5. Макаров И.Г. Расчет нестационарных пульсаций потока реагирующего газа при обтекании плоской прямоугольной выемки // *Изв. АН СССР. МЖГ*. 1989. № 2. С. 173–175.
6. Заугольников Н.Л., Коваль М.А., Швец А.И. Пульсации потока газа в кавернах при сверхзвуковом обтекании // *Изв. АН СССР. МЖГ*. 1990. № 2. С. 121–127.
7. Yoon S., Kwak D. Implicit Navier-Stokes solver for three – dimensional compressible flow // *AIAA Journal*. 1992. V. 30. № 11. P. 2653–2659.
8. Morgenstern A., Chokani N. Hypersonic flow past open cavities // *AIAA Journal*. 1994. V. 32. № 12. P. 2387–2393.
9. Боровой В.Я., Мариниченко С.К., Скуратов А.С. Теплообмен в кольцевой выемке в гиперзвуковом потоке при наличии и отсутствии вдува газа // *Уч. зап. ЦАГИ*. 1987. Т. 18. № 3. С. 125–130.
10. Гвоздева Л.Г., Лагутов Ю.П., Раевский Д.К. и др. Исследование нестационарных срывных течений над выемками // *Изв. АН СССР. МЖГ*. 1988. № 3. С. 185–191.
11. Hahn M. Experimental investigation of separated flow over a cavity at hypersonic speed // *AIAA Journal*. 1969. V. 7. № 6. P. 1092–1098.
12. Tani I., Iuchi M., Komoda H. Experimental investigation of flow separation associated with a step or a groove // *Aero. Research Institute Tokyo Univ. Rept*. 1961. № 364. 19 p.
13. Charwat A.F., Roos J.N., Dewey F.C., Hitz J.A. An investigation of separated flows. Pt 1 // *J. Aero Space Sci*. 1961. V. 28. № 6. P. 457–470.
14. Zhang X., Edwards J.A. Computational analysis of unsteady supersonic cavity flows driven by thick shear layers // *Aeronaut. Journal*. 1988. V. 92. № 919. P. 365–374.
15. Jeng Y.N., Payne U.J., Wu T.J. On the improvement of TVD schemes by an adaptive limiter and an extremum discriminator // *Proc. 8th Nat. Conf. of Chinese Soc. of Mechanical Engineering, Taipei, Taiwan, ROC*. 1991. P. 103–109.

Москва

Поступила в редакцию
15.V.2000