

УДК 533.6.011.5+534.122

© 1990 г.

ЗАУГОЛЬНИКОВ Н. Л., КОВАЛЬ М. А., ШВЕЦ А. И.

ПУЛЬСАЦИИ ПОТОКА ГАЗА В КАВЕРНАХ ПРИ СВЕРХЗВУКОВОМ ОБТЕКАНИИ

Экспериментальные и расчетные данные ряда исследований [1–3] показывают, что при обтекании газом каверн в них могут возникать интенсивные пульсации параметров потока. Основное внимание в указанных работах уделялось изучению взаимодействия внешнего сдвигового слоя с акустическими колебаниями в каверне, анализу возникновения и усиления акустических колебаний в обтекаемой полости. Экспериментальные исследования, выполненные при числах Рейнольдса $Re=10^6-10^7$ (число Re вычислено по длине каверны), позволили установить наличие расходных колебаний. При этих числах Рейнольдса вязкостные эффекты проявляются в относительно небольшой толщине сдвигового слоя и в непосредственной близости от твердых границ. Поэтому представляет интерес попытка поиска решений для пульсирующих течений в рамках модели идеального газа. Поиски таких решений в [4, 5], где проведено численное моделирование пульсирующих течений в цилиндрических каналах, развернутых навстречу неравномерному набегающему потоку, обнадеживают в возможности получения подобных результатов и для каверн в сверхзвуковом потоке.

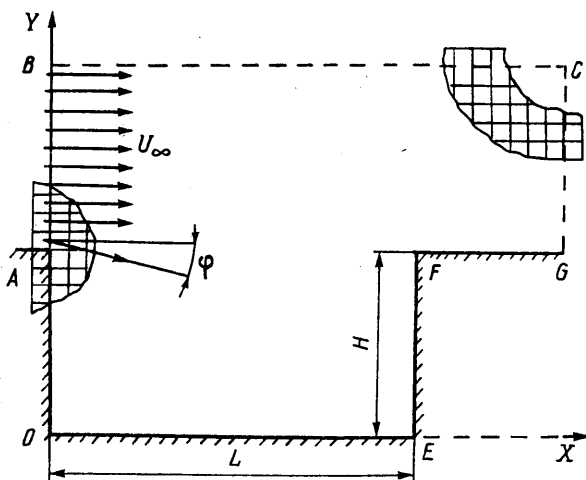
В данной работе проведены численные расчеты нестационарных течений в прямоугольных кавернах при сверхзвуковом внешнем обтекании в рамках модели идеального сжимаемого газа. Уравнения Эйлера интегрируются с помощью конечно-разностного метода С. К. Годунова [6]. На основе анализа результатов расчетов предложена формула для определения возможных частот расходных колебаний в полости в зависимости от числа M_∞ набегающего потока и геометрии каверны, проведено сравнение полученных результатов с экспериментальными и расчетными данными других авторов.

Пульсирующее течение в прямоугольной каверне во многом определяется геометрией полости и носит пространственный характер. Однако для выявления основных особенностей возникновения колебательных режимов и в целях сокращения объема вычислений рассмотрим указанную задачу в плоской и осесимметричной постановке.

Расчетная схема и геометрия выемки представлена на фиг. 1. Область численного интегрирования разбивается равномерной прямоугольной сеткой. Используются следующие граничные условия. На твердых стенках АОЕFG задаются условия непротекания; на границе области ВСG ставятся «мягкие» условия, другими словами, параметры потока из приграничного интервала прямо переносятся в примыкающий к счетной области фиктивный слой; на границе ВА задаются параметры набегающего потока.

Форма записи нестационарных уравнений движения идеального сжимаемого газа и метод численного интегрирования взяты из [6]. Все рассматриваемые в задаче параметры приведены к безразмерному виду: линейные размеры отнесены к глубине каверны H , плотность — к плотности газа в набегающем потоке ρ_∞ , скорость — к скорости звука в набегающем потоке a_∞ , давление — к произведению $\rho_\infty a_\infty^2$, время — к отношению H/a_∞ .

Согласно экспериментальным данным в [2], причиной возникновения пульсаций в полости служит наличие нестационарного сдвигового слоя над каверной, образующегося в результате отрыва потока на передней кромке выемки. Поэтому в рамках модели идеального газа предприняты различные способы задания возмущений потока, аналогичных по своему воздействию на течение в каверне в реальных условиях. Так, в самой нижней



Фиг. 1

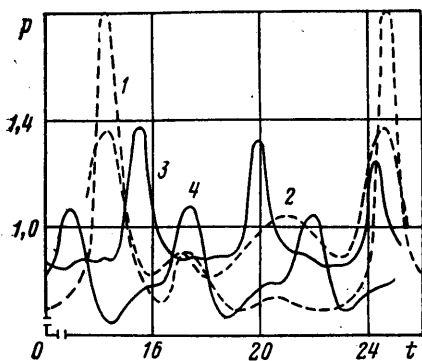
ячейке фиктивного слоя на границе AB (фиг. 1), прилегающей к твердой стенке параметрами набегающего потока, задавались дополнительные условия. Они выражались в изменении во времени давления, длины или направления вектора скорости. Результаты расчетов показали, что постановка возмущений в виде изменения направления вектора скорости приводит к образованию ярко выраженного пульсирующего течения. Для других возмущений пульсирующие течения практически не реализовывались. Поэтому в основных расчетах возмущениям подвергался угол наклона вектора скорости с разными законами во времени $\varphi = \varphi(t)$. За положительное принято направление отсчета углов от вектора скорости набегающего потока против часовой стрелки. Ряд численных решений был выполнен и при $\varphi = \text{const}$.

В нескольких случаях задача решалась с учетом осевой симметрии относительно оси X . При этом диаметр тела во впадине предполагался нулевым, тем самым моделировались пульсации течения в промежутке между телами при квазистационарном их разделении.

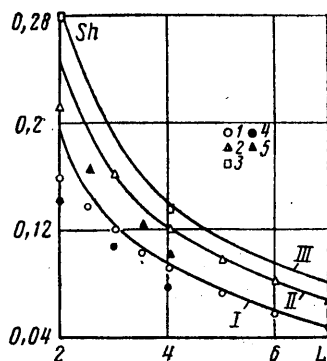
Во всех вариантах начальные условия задавались по одной схеме. В начальный момент времени полагалось, что давление и плотность газа в полости равны соответственно давлению и плотности на бесконечности, а скорость газа в ней считалась нулевой. Над каверной вдоль всей ее длины параметры течения соответствовали параметрам набегающего потока.

Численное моделирование сверхзвукового обтекания прямоугольной каверны проведено для чисел Маха набегающего потока $M_\infty = 2, 3, 5$ при различных отношениях длины полости к ее глубине.

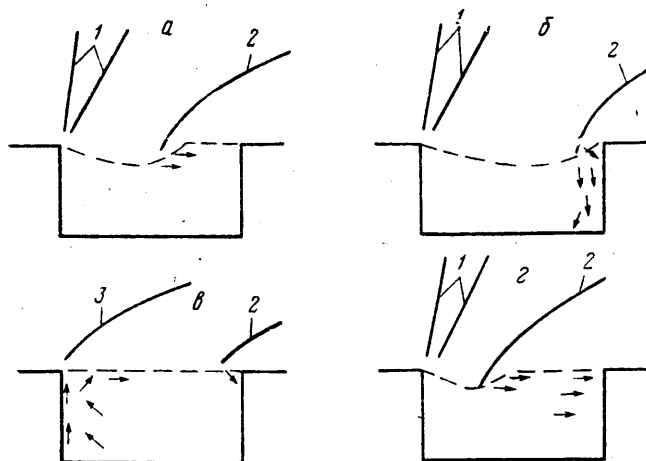
В качестве примера решения поставленной задачи на фиг. 2 представлены результаты расчета пульсаций давления газа в плоской каверне с отношением сторон $L/H = 2$ при $M_\infty = 3$. Угол наклона вектора скорости у передней кромки полости менялся по закону $\varphi = -10^\circ \sin(0,598t)$. График изменения давления газа на задней стенке каверны в окрестности точки F в зависимости от времени представлен на фиг. 2 кривой 1. Видно, что периодическое колебание возмущающего вектора скорости приводит к возникновению на задней стенке, так же как и во всей полости, интенсивных пульсаций давления. Наибольшие пики появляются с частотой заданного возмущения. Величина давления повышается более чем в 2 раза по сравнению с начальной. Кроме этих пульсаций проявляются пульсации давления и с более высокими частотами. На фиг. 2 (кривая 1) эти волны возмущений находятся в промежутке между максимальными пиками давления.



Фиг. 2



Фиг. 4



Фиг. 3

В методических целях решение этого варианта задачи проведено численным интегрированием уравнений Эйлера конечно-разностным методом крупных частиц [7]. Для сравнения на фиг. 2 представлен график изменения давления в той же точке задней стенки каверны, полученный в процессе решения методом крупных частиц (кривая 2). Данные численного счета по двум схемам интегрирования дают качественно близкие картины образования пульсаций давления. Различие величин изменения параметров газа в каверне обусловлено различной схемой вязкостью использованных конечно-разностных методов.

В результате решения были выявлены и другие особенности пульсирующего течения в каверне. Колебательный процесс проявляется в виде нестационарного массообмена между полостью и внешним потоком. При этом периодически образуются ударные волны в районах передней и задней кромки, а в самой каверне реализуется сильное возвратное течение. Наибольшая амплитуда колебаний давления и плотности отмечается на вертикальных стенках выемки, при этом пульсации на задней стенке несколько выше, чем на передней.

Поскольку относительно небольшие возмущения потока в зоне передней кромки каверны, вызываемые колеблющимся вектором скорости в одной только разностной ячейке, приводят к появлению в полости интенсивных пульсаций давления, то не менее интересна задача о влиянии заданного стационарного возмущения $\varphi = \text{const} \neq 0$ на характер течения газа в выемке. Проведенный с этой целью ряд расчетов позволил выяснить, что

и в этом случае в каверне образуется пульсирующее течение. При этом установлено, что угол отклонения возмущающего вектора скорости в диапазоне значений $-5^\circ < \varphi < -15^\circ$ не оказывает существенного влияния на величину возбуждаемой частоты колебаний. Поэтому в основной серии расчетов стационарное возмущение задавалось одинаковым углом отклонения вектора скорости ($\varphi = -10^\circ$). Здесь следует отметить, что отклоненный на постоянную величину возмущающий вектор скорости вызывал затухающие пульсации. В подтверждение к сказанному на фиг. 2 представлены графики изменения давления газа на задней стенке (кривая 3) и на передней стенке каверны (кривая 4) для случая $L=2$, $M=3$, $\varphi = -10^\circ$.

Механизм образования пульсаций, получаемых в численном эксперименте, легко проследить, наблюдая в последовательные моменты времени за изменением параметров течения во всей расчетной области. Результаты проведенного таким образом анализа схематично представлены на фиг. 3.

В произвольно выбранный характерный момент времени из-за отклонения возмущающего вектора скорости у передней кромки каверны происходит разворот внешнего сверхзвукового течения в сторону полости (фиг. 3, а). Получивший ускорение набегающий поток в веее волн разряжения 1 затекает в выемку, сталкивается с неподвижным газом. В результате происходит образование ударной волны 2, движущейся по направлению к задней кромке каверны. Линия (штриховая) раздела между сверх- и дозвуковой областями течения деформируется на участке от передней кромки полости до ударной волны. В области передней стенки выемки происходит понижение давления.

В дальнейшем ударная волна 2, двигаясь вниз по потоку, достигает задней кромки каверны и на какой-то промежуток времени останавливается, превращаясь в отсоединенную волну для задней кромки выемки (фиг. 3, б). Это состояние характерно тем, что у задней стенки полости происходит интенсивный приток массы газа в каверну через ударную волну и ударный слой, примыкающий к ударной волне. Этот поток газа обладает повышенным по сравнению с полостью давлением. У передней кромки выемки сохраняется разворот внешнего сверхзвукового потока. Граница области дозвукового течения деформирована на протяжении всей длины каверны.

Приток массы газа в каверну вызывает в ней возвратное по отношению к внешнему течению. Возвратный поток, двигаясь вдоль дна, натекает на переднюю стенку и по мере нарастания его интенсивности создает на ней пик давления. После этого возвратный поток частично отражается от передней стенки в каверну и частично вытекает из каверны (фиг. 3, в). Это приводит к изменению внешней структуры обтекания полости. Выбрасываемый газ смешивается со сверхзвуковым потоком и тормозит его. Поэтому в области передней кромки образуется ударная волна 3. В то же время интенсивность ударной волны 2 у задней кромки значительно уменьшается, происходит быстрый ее распад. Во всем объеме каверны устанавливается дозвуковое течение.

Отраженный от передней стенки поток массы газа движется к задней стенке. В то же время в области передней кромки в результате массообмена происходит восстановление давления до начального. Это вновь приводит к тому, что из-за отклоненного возмущающего вектора скорости внешний сверхзвуковой поток начинает разворачиваться и затекать в каверну, образуя при торможении ударную волну 2 (фиг. 3, г). Эта волна догоняет движущийся впереди поток массы газа и они примерно в одно время достигают задней стенки полости. В последующие моменты времени характер течения в каверне развивается в описанной уже последовательности.

Опираясь на проведенный анализ данных о пульсирующем режиме течения в каверне, полученных в численном эксперименте, перейдем к построению упрощенной модели процесса колебаний параметров газа в полости. Такая модель должна дать возможность получения некоторых

количественных оценок изучаемого явления. Представляет интерес вопрос о приближенном определении возможных частот колебаний f_m , возбуждаемых в полости. В работах [1, 2] в этой связи приводится формула, полученная Росситером

$$f_m = \frac{m u_\infty + \xi}{L(M_\infty a_\infty / a_1 + 1/k)}, \quad \frac{a_1}{a_\infty} = \left[1 + \frac{1}{2} r(\gamma - 1) M_\infty^2 \right]^{1/2} \quad (1)$$

Здесь $k = a_1 / u_\infty$ — безразмерная скорость распространения волны в выемке, ξ — поправка на краевые эффекты, m — номер моды колебаний ($m = 1, 2, 3, \dots$), r — коэффициент восстановления, γ — показатель адиабаты газа. Формула (1) позволяет определить частоты колебаний, вызванных прохождением вдоль каверны звуковых волн.

Результаты проведенных численных расчетов показывают, что в полости существуют акустические колебания, однако их амплитуда значительно уступает по величине пикам давления, появляющимся с заметно меньшей частотой (фиг. 2, кривая 3). Поскольку максимальные пульсации вызваны массообменом между полостью и внешним потоком и связаны со скоростью движения газа в каверне, то для определения их частоты необходимо оценить эту скорость. Для этого вводятся следующие предположения. Первое: в момент времени, когда у задней кромки формируется отсоединенная ударная волна (фиг. 3, б), в ударном слое, примыкающем к задней стенке каверны, давление достигает величины p_c , определяемой из соотношений для законов сохранения на ударной волне

$$\frac{p_c}{p_\infty} = \frac{2\gamma}{\gamma+1} M^2 - \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \quad (2)$$

где M — местное число Маха потока, набегающего на заднюю кромку. Второе: примем, что среднее давление в выемке в этот момент равно давлению невозмущенного потока, тогда между ударным слоем у задней стенки и остальным объемом каверны перепад давлений $p_c - p_\infty$ оценивается с помощью формулы (2). Скорость V , с которой будет двигаться газ внутри выемки от задней стенки к передней, определяется

$$V = \left(\frac{2}{\gamma} \right)^{1/2} \frac{p_c / p_\infty - 1}{(\gamma - 1 + (\gamma + 1) p_c / p_\infty)^{1/2}} a_\infty$$

которое с помощью (2) преобразуется к виду

$$V = \frac{2}{\gamma+1} \frac{M^2 - 1}{M} a_\infty$$

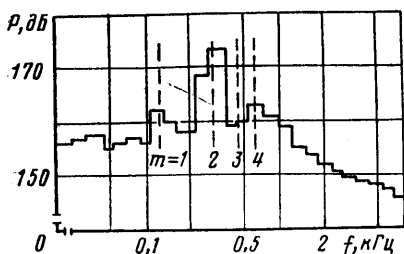
Третье: пренебрегая потерями при отражении потока от передней стенки, считаем, что скорость течения газа в каверне от задней стенки к передней сохраняет свое значение и при движении газа в обратном направлении. Тогда, зная скорость и расстояние, проходимое потоком газа внутри полости за один период пульсаций ($2L$), частоту расходных колебаний в выемке можно оценить по формуле

$$h_m = \frac{m(M^2 - 1)a_\infty}{(\gamma + 1)ML} \quad (3)$$

На основе данных численного эксперимента получена приближенная зависимость для определения числа Маха потока, набегающего на заднюю

$$M=1 + \frac{(2M_{\infty}-2)^{1/2}}{2,2}$$

Сравнение результатов, полученных по приближенной модели и в численном интегрировании уравнений Эйлера для сжимаемого газа, приведено на фиг. 4, где представлена зависимость безразмерной частоты (число Струхала $Sh=h_m H/a_{\infty}$) расходных колебаний, возбуждаемых в каверне, от удлинения полости и числа Маха набегающего потока M_{∞} . Кривые I, II, III на указанном рисунке получены с помощью формулы (3) для первой моды колебаний при $M_{\infty}=2, 3, 5$ (обозначения 1-3). Точками 1-3 представлены данные для плоской каверны. Сравнение показывает, что результаты, полученные по формуле (3), удовлетворительно согласуются с результатами численного интегрирования в диапазоне $2,5 \leq L < 7$. Этот диапазон изменения геометрических параметров в литературе известен как диапазон, характеризующий открытый режим обтекания каверны. Для $L < 2$ наблюдается расхождение сравниваемых данных, что говорит о неприменимости описанной выше приближенной модели для расчета частот колебаний в коротких кавернах.



Фиг. 5

Проведенная путем численного расчета оценка влияния симметрии относительно оси X на пульсирующее течение в каверне показывает, что качественный характер происходящих в полости процессов для осесимметричного обтекания не отличается от описанного выше для плоской задачи. Имеются лишь количественные отличия в амплитудах колебаний и в значениях частот. Для сравнения на фиг. 4 точками 4, 5 ($M=2; 3$) отмечены величины безразмерных частот, полученные в численном эксперименте для осесимметричного течения. При прочих равных условиях в случае осевой симметрии возбуждаются частоты, имеющие несколько меньшие значения по сравнению с частотами в плоских выемках.

В прямоугольных кавернах, обтекаемых сверхзвуковым потоком реального газа, могут возбуждаться и одновременно существовать колебания, носящие как расходный, так и акустический характер. Величины уровней пульсаций давления газа в выемке кроме других прочих условий будут определяться и взаимным наложением мод указанных видов колебаний. При этом возможно как усиление, так и уменьшение амплитуды. Для проверки этих предположений необходим анализ опытных данных.

На фиг. 5 представлен взятый из работы [2] экспериментальный график зависимости уровней пульсаций давлений p от частоты f для каверны с отношением длины к глубине $L/H=2,25$ и $M_{\infty}=1,5$. Штриховыми линиями выделены частоты, имеющие значения 154; 308; 462; 616 Гц. Фигура 5 показывает, что наибольшее возбуждение колебаний приходится на частоты, близкие к 308; 616; 154 Гц.

С другой стороны, расчеты по приближенным методикам дают следующие результаты. Первая мода расходных колебаний, согласно формуле (3), имеет значение $h_1=156$ Гц, первая же мода акустических колебаний по формуле Росситера (4) соответствует $f_1=300$ Гц. Отсюда видно, что наибольшие уровни пульсаций, измеренные в эксперименте, приходятся на два интервала частот, в которые попадают вторая мода расходных колебаний и первая — акустических, а также четвертая мода расходных колебаний и вторая — акустических. Первая мода расходных колебаний также отличается превышением уровня пульсаций в некоторой ближней окрестности частот.

Таким образом, сопоставления численных результатов и результатов приближенной методики с экспериментальными данными дают основания распространить численный метод на более подробное изучение массообменных явлений при обтекании каверн, примерная схема которых представлена на фиг. 3. Данные численного исследования позволяют утверждать, что основной приток газа в каверну осуществляется в окрестности задней кромки, а унос его из каверны — в окрестности передней.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Биланин А. Д., Коверт Е. Е.* Оценка возможных частот возбуждения для прямоугольных полостей малой глубины // *Ракетная техника и космонавтика*. 1973. Т. 11. № 3. С. 114–120.
2. *Хэнки В. Л., Шенг Дж. С.* Расчет пульсаций давления в открытой полости // *Ракетная техника и космонавтика*. 1980. Т. 18. № 8. С. 38–46.
3. *Синга С. Н., Гупта А. К., Оберай М. М.* Ламинарное отрывное обтекание уступов и каверн. Ч. 2. Обтекание каверн // *Ракетная техника и космонавтика*. 1982. Т. 20. № 4. С. 78–83.
4. *Ваграменко Я. А., Лязов В. Н., Устинов В. М.* Пульсирующий режим при натекании стационарного неоднородного потока на преграду // *Изв. АН СССР. МЖГ*. 1979. № 5. С. 64–71.
5. *Гринь В. Т., Славянов Н. Н., Тилляева Н. И.* Об устойчивости обтекания цилиндрических каналов и полостей сверхзвуковым потоком идеального газа с головной ударной волной // *Изв. АН СССР. МЖГ*. 1987. № 4. С. 114–121.
6. *Годунов С. К., Забродин А. В., Иванов М. Я. и др.* Численное решение многомерных задач газовой динамики. М.: Наука, 1976. 400 с.
7. *Белоцерковский О. М., Давыдов Ю. М.* Метод крупных частиц в газовой динамике. М.: Наука, 1982. 391 с.

Москва
Харьков

Поступила в редакцию
7.II.1989.