

В заключение авторы благодарят А. А. Павельева за предоставление экспериментальных материалов и полезное обсуждение результатов работы.

Поступила 26 VI 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. Навознов О. И., Павельев А. А. О переходе к турбулентности в спутных струях. Изв. АН СССР, МЖГ, 1969, № 6.
2. Навознов О. И., Павельев А. А., Яценко А. В. О переходе к турбулентности в затопленных и спутных струях. Изв. АН СССР, МЖГ, 1972, № 4.
3. Winant C. D., Browand F. K. Vortex pairing: the mechanism of turbulent mixing-layer growth at moderate Reynolds number. J. Fluid Mech., 1974, vol. 63, pt 2.
4. Brown G. L., Roshko A. On density effects and large structure in turbulent mixing layers. J. Fluid Mech., 1974, vol. 64, pt 4.
5. Fneymith P. On transition in a separated laminar boundary layer. J. Fluid Mech., 1966, vol. 25, No. 4.
6. Герценштейн С. Я. О сходимости метода Рэлея. Докл. АН СССР, 1969, т. 187, № 5.
7. Копсон Э. Т. Асимптотические разложения. М., «Мир», 1966.
8. Рэлей. Теория звука, т. 2. М.—Л., Гостехиздат, 1944.

УДК 533.6.014

ЗВУКОВАЯ КОЛЬЦЕВАЯ СТРУЯ ВО ВСТРЕЧНОМ СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ

М. А. КОВАЛЬ, А. И. ШВЕЦ

(Москва, Харьков)

При истечении кольцевых звуковых струй навстречу сверхзвуковому потоку возможны два режима взаимодействия: с открытой и закрытой центральной отрывной областями. При смене режимов течения скачкообразно изменяются отход ударной волны от сопла и давление в центральной отрывной области, а также наблюдается гистерезис. Режимы течения с открытой центральной отрывной областью стационарные и достаточно точно могут быть рассчитаны численно по уравнениям Эйлера.

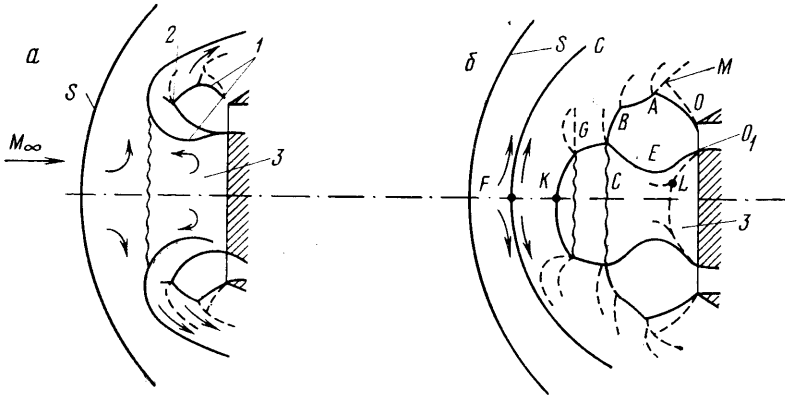
1. Структура взаимодействующих потоков, реализуемая в эксперименте. Эксперименты по взаимодействию воздушных звуковых кольцевых струй со встречным сверхзвуковым потоком воздуха при числе Маха $M_\infty=3$ были проведены для трех звуковых сопел с отношением $d/D=0.9, 0.75, 0.5$ (d — диаметр сопла по внутренней кромке, D — диаметр сопла по внешней кромке). Температура торможения струй соответствовала температуре торможения набегающего потока $T_{0j}=T_{0\infty}=300^\circ$, а числа Рейнольдса, вычисленные по параметрам набегающего потока и отнесенные к внешнему диаметру сопла, равнялись $2-2.5 \cdot 10^6$. Полное давление в форкамере трубы было в пределах $4-4.5$ атм. В качестве параметра, характеризующего относительную интенсивность струи по отношению к набегающему потоку, принято отношение скоростного напора струи к скоростному напору набегающего потока $K=(\rho_j u_j^2)/(\rho_\infty u_\infty^2)$.

Экспериментально получено, что в зависимости от величины параметра K возможны два режима взаимодействия: с открытой и закрытой центральной отрывной областями в струе (фиг. 1 — схема течения, фиг. 2 — шпирен-картины). В открытой струе реализуется известная для недорасширенных струй структура ударных волн (фиг. 1, а: 1 — так называемые висячие волны, внутренние и внешняя, 2 — замыкающая волна). Однако на шпирен-фотографиях едва различимы только висячие волны (фиг. 2, а). При закрытой отрывной области 3 (фиг. 1) кольцевая струя на некотором расстоянии от сопла замыкается в сплошную (фиг. 1, б, фиг. 2, б). В закрытой кольцевой струе (фиг. 1, б) выделяется внешняя висячая волна OA , отраженная волна M , внутренняя висячая волна EO_1 , коническая волна GC , центральная волна GK и замыкающая AC . Замыкающая волна AC имеет в точке B излом или сильное искривление.

Волновая структура закрытой струи определяется относительным размером сопла d/D и в меньшей степени значением параметра K . При $d/D=0.9$ центральная волна GK практически отсутствует, а коническая волна GC достигает оси независимо от величины параметра K . С уменьшением d/D конический участок волны GC

уменьшается (например, для $d/D=0.75$ при $K=2.7$ шпирен-картина представлена на фиг. 2, б). При увеличении параметра K длина конического участка несколько увеличивается. Для $d/D=0.5$ длина конической волны весьма незначительная, а при увеличении параметра K для этого же сопла она несколько удлиняется и приближается к цилиндрической.

Все ударные волны в струе, за исключением внутренней висячей, колеблются с высокой частотой относительно некоторого своего среднего положения, поэтому на шпирен-фотографиях волны нечеткие (время экспозиции кадра 0.01 сек). Наряду с высокочастотными колебаниями волн с малой амплитудой было обнаружено два типа более интенсивных колебаний, так называемых расходных. К первому типу расходных колебаний можно отнести такие, при которых на головной ударной волне

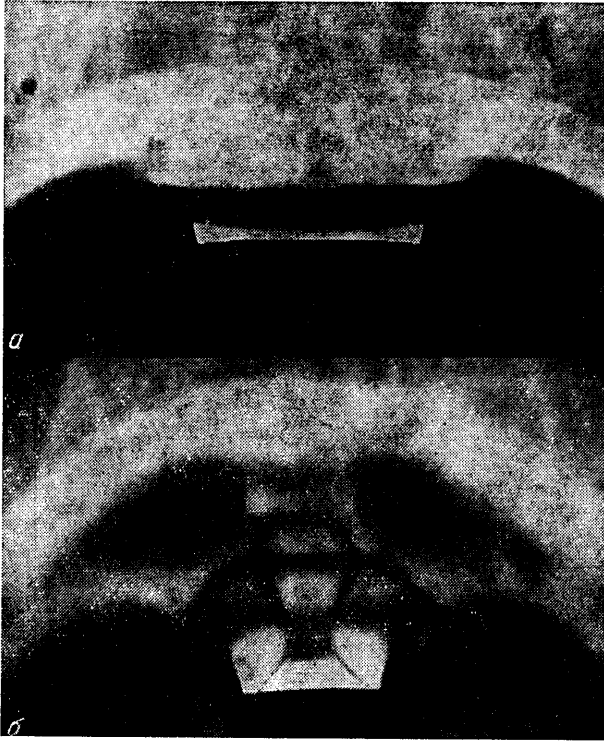


Фиг. 1

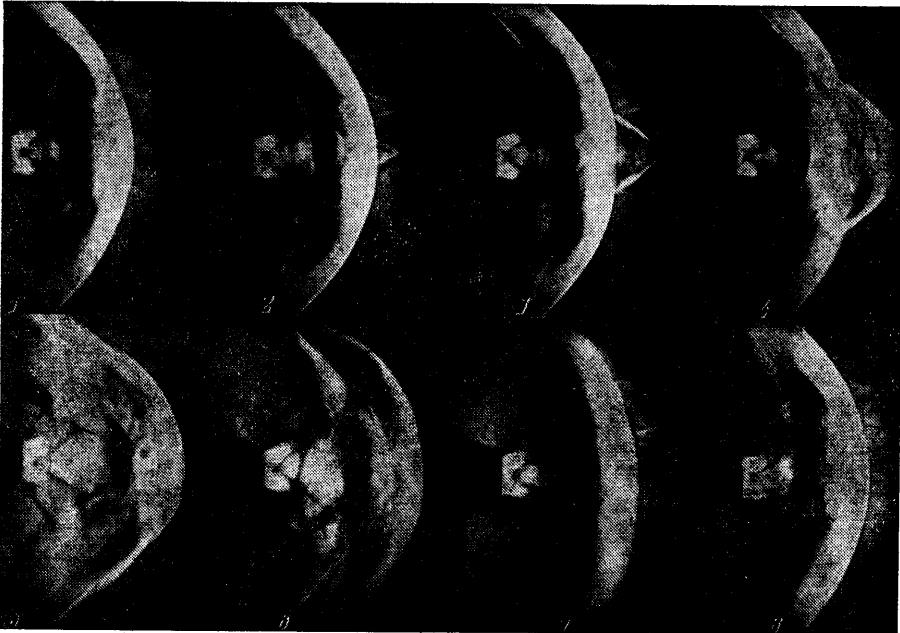
образуются весьма пологие выпучивания. Частота возникновения пологих выпучиваний для испытанных струй изменялась в пределах 400–1500 *гц*. Амплитуда пологих выпучиваний не превышала 15–18% наружного диаметра сопла. Время нарастания выпучиваний обычно в 1.5–2 раза превышало время исчезновения выпучиваний. Длительность по времени этих выпучиваний составляла 10–15 единиц характерного времени пролета отмеченными частицами отрезка, длина которого равна амплитуде выпучивания.

Второй тип расходных колебаний отличается более интенсивными изменениями волновой структуры взаимодействующих потоков. Один из характерных циклов таких колебаний представлен на фиг. 3 (цифры указывают последовательность кадров, частота кадров 4800 снимков в секунду). Эти расходные колебания всегда начинались с острых пиков на ударной волне (в большинстве не по оси) и завершались резким изменением отхода головной ударной волны. При этом следует отметить, что не всегда острые «пики» на волне приводили к расходным колебаниям. Возникновение острых пиков на ударной волне, очевидно, связано с естественной запыленностью вдуваемого газа. Можно предположить, что существование интенсивных расходных колебаний (фиг. 3) обусловлено главным образом неустойчивостью взаимодействия закрытой кольцевой струи со встречным потоком, однако инициатором этих возмущений, вероятно, являются твердые включения во вдуваемом газе. При интенсивных расходных колебаниях отход головной ударной волны от сопла увеличивался на 32–35%, что составляло 1–1.7 внешнего диаметра сопла. С увеличением параметра K относительная амплитуда изменения отхода головной ударной волны уменьшалась. Расходные колебания возникают спонтанно, как правило, ограничиваются одним периодом, и их интервал в 5–8 раз меньше интервала высокочастотных колебаний первого типа.

2. Отход головной ударной волны. Давление в отрывной области. Изменение отхода ударной волны для разных сопел, измеренное по шпирен-фотографиям, представлено на фиг. 4 ($\epsilon = \delta - \delta_0$, $Q = K[1 - (d/D)^2]$, где δ – отход ударной волны, отнесенный к радиусу сопла по внешней кромке; δ_0 – отход ударной волны от торца сопла без струи; Q – приведенный параметр; точки 1 для сопла $d/D=0.9$; 2 – для сопла $d/D=0.75$; 3 – для сопла $d/D=0.5$; 4 – для звуковой струи $d/D=0$). На графике выделяется два характерных участка: для открытой и закрытой струй. Переход от открытой струи к закрытой и наоборот сопровождается скачкообразным изменением отхода волны. В экспериментах наблюдался гистерезис. При увеличении давления в форкамере модели переход от открытой струи к закрытой осуществляется при больших значениях K , чем от закрытой к открытой. Ширина зоны гистерезиса по K тем больше, чем больше отношение d/D .



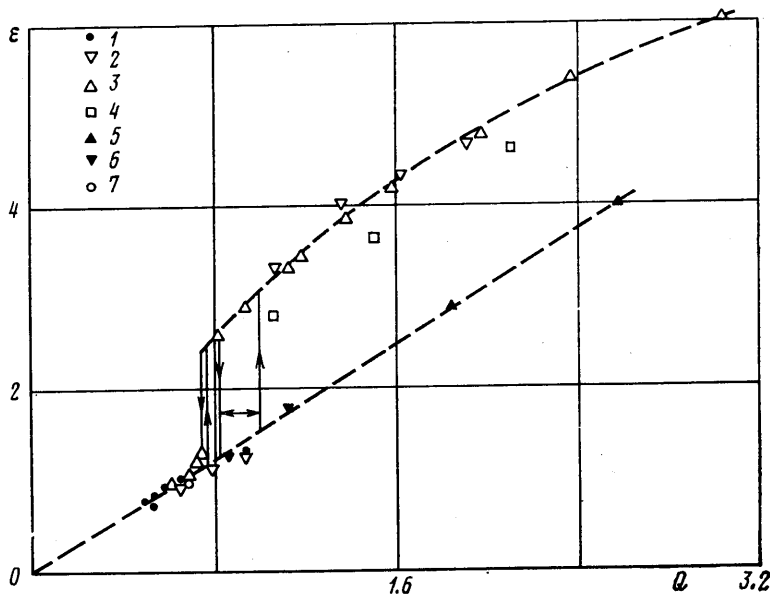
Фиг. 2



Фиг. 3

Видно (фиг. 4), что отходы ударных волн для разных сопел согласуются между собой по приведенному параметру $Q = K[1 - (d/D)^2]$, однако величина отхода ударной волны для замкнутой кольцевой струи больше, чем для сплошной струи ($d/D=0$, точки 4). Для больших значений K ($Q \geq 2.5$) величины отходов волн для сплошной и кольцевых струй практически совпадают (на фиг. 4 значения ϵ при $Q \geq 2.5$ не показаны).

Изменение величины давления в центральной отрывной области струи по параметру K приведено на фиг. 5 (p — отношение давления на оси торца к давлению торможения за прямым скачком уплотнения в набегающем потоке). Точки 1, 3, 5 получены для струй $d/D=0.9, 0.75, 0.5$ при увеличении K , точки 2, 4, 6 соответствуют



Фиг. 4

этим же струям, но при уменьшении K . Видна зона гистерезиса, которая увеличивается с увеличением отношения d/D . В открытой струе давление в центральной отрывной области кольцевой струи равно давлению торможения p_0' за прямым скачком уплотнения в набегающем потоке.

3. Численное решение задачи о встречной кольцевой струе. Численный расчет для звуковых кольцевых струй, истекающих навстречу сверхзвуковому потоку, проводился методом установления по уравнениям Эйлера

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} F(f) + \frac{\partial}{\partial y} G(f) + \frac{v}{y} H(f) = 0$$

$$f = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ e \end{pmatrix}, \quad F = \begin{pmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ (e + p)u \end{pmatrix}, \quad G = \begin{pmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 + p \\ (e + p)v \end{pmatrix}, \quad H = \begin{pmatrix} \rho u \\ \rho uv \\ \rho v^2 \\ (e + p)v \end{pmatrix}$$

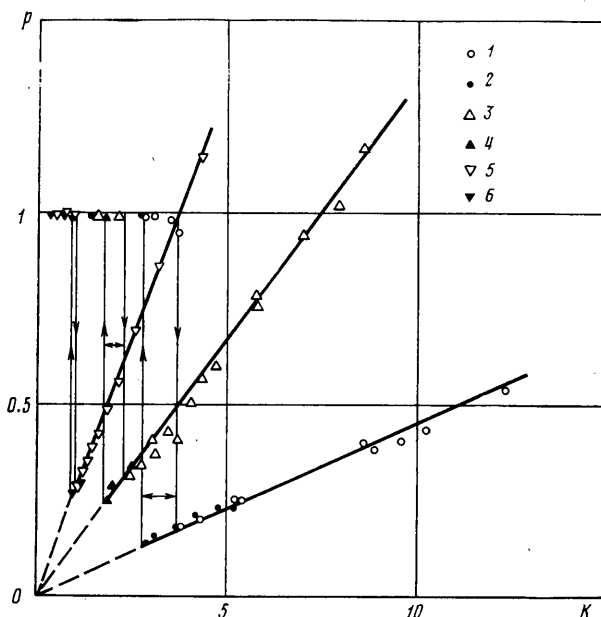
$$e = \frac{p}{\gamma - 1} + \frac{u^2 + v^2}{2} \rho$$

Здесь $v=1$ для осесимметричного течения; $v=0$ для плоского течения; $\gamma = c_p/c_v$ — отношение удельных теплоемкостей. Разностная схема, используемая в расчете, второго порядка точности, была предложена и исследована в [1]. Вместо искусственной вязкости применялось сглаживание поля течения [2].

Расчет проводился для кольцевых струй, истекающих из торца, диаметр которого на 30–40% превышал наружный диаметр сопел. Ударные волны в численном решении не выделялись, а определялись по расчетному полю давлений (методика расчета была предварительно отработана на задаче обтекания торца с распределенным

вдувом и без вдува). На непроницаемых участках торца и на цилиндрической боковой поверхности тела выполнялось условие непротекания, на оси течения — условие симметрии, на срезе сопла задавались число Маха $M_j=1$ и температура торможения струи в виде отношения к температуре торможения набегающего потока ($T_{0j}/T_{0\infty}=1$), а также задавалась величина параметра K . В набегающем потоке задавалось число Маха $M_\infty=3$, скорость $u_\infty=1$, плотность $\rho_\infty=1$. Расчеты выполнены для $\gamma_\infty=\gamma_j=1.4$.

Величины отходов ударных волн, полученных численно, представлены на фиг. 4 точками 5, 6, 7 ($5-d/D=0.42$, $6-d/D=0.54$, $7-d/D=0.38$). Видно, что численное



Фиг. 5

решение по уравнениям Эйлера согласуется с экспериментом только в случае открытой струи, несмотря на то что в численном решении был реализован случай с закрытой центральной отрывной областью (при $M_\infty=3$, $d/D=0.42$), когда центральная отрывная область в расчетном течении была изолирована от встречного потока сверхзвуковым течением в струе. При этом расчетное давление в отрывной области было заметно выше, чем соответствующее в экспериментальных условиях. Численные значения отходов ударных волн в случае закрытой кольцевой струи не согласуются с данными экспериментов. В численном решении не реализовывалось скачкообразное изменение отхода головной ударной волны. Очевидно, что для расчета закрытых кольцевых струй, истекающих навстречу сверхзвуковому потоку, имеет существенное значение влияние вязкости в центральной отрывной области, что необходимо учитывать при построении приближенных и численных методов для расчета закрытых кольцевых струй, истекающих навстречу сверхзвуковому потоку.

Следует также заметить, что при расчете открытых сверхзвуковых кольцевых струй возможны такие случаи, когда численное решение может не соответствовать эксперименту. Это связано с тем, что открытая кольцевая струя на срезе сопла имеет две степени нерасчетности: это нерасчетность струи по отношению к давлению торможения за прямым скачком уплотнения p_0' (давлению в центральной отрывной области) и нерасчетность по отношению к давлению в отрывной области у внешней границы струи. Нерасчетность струи по отношению к p_0' выражается через параметр K

$$n = \frac{p_j}{p_0'} = \frac{2K}{\gamma_j M_j^2} \left[c_{0*} + \frac{2}{\gamma_\infty M_\infty^2} \right]^{-1}$$

$$c_{0*} = \frac{2(p_0' - p_\infty)}{\rho_\infty u_\infty^2}$$

где p_j — давление в струе на срезе сопла; γ_j — отношение удельных теплоемкостей для струи; M_j — число Маха струи на срезе сопла. При $n=1$ нерасчетность струи по отношению к давлению в отрывной области у внешней границы может достигать величин порядка 100–150. В реальных условиях при $n \ll 1$ в кольцевой струе может наступить отрыв по внутренней обечайке сопла, в результате которого может быть рассогласование между расчетными и реальными течениями.

Поступила 12 V 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. Балакин В. Б., Буланов В. В. Численное решение задачи о взаимодействии ударной волны с цилиндром в сверхзвуковом потоке. Инж.-физ. ж., 1971, т. 21, № 6.
2. Ляхов В. Н. Сглаживание и искусственная вязкость при расчетах двумерных нестационарных течений с разрывами. В сб.: «Численные методы механики сплошной среды», т. 5, № 3, Новосибирск, ВЦ СО АН СССР, 1974.

УДК 533.6.011.5

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ НЕСТАЦИОНАРНОГО ТЕЧЕНИЯ В ПОЛОСТЯХ, ОБТЕКАЕМЫХ СВЕРХЗВУКОВЫМ ПОТОКОМ

А. Н. АНТОНОВ, С. П. ШАЛАЕВ

(Москва)

Проведено экспериментальное исследование течения и пульсаций давления в цилиндрических полостях, открытых навстречу сверхзвуковому потоку и установленных под нулевым углом атаки (направление оси полости и направление потока совпадают).

Этой теме посвящены работы [1–4], в которых исследуются нестационарные течения в полостях и выемках. В [1] рассмотрены глубокие цилиндрические полости, оси которых расположены под углом к набегающему потоку. При этом в полости наблюдаются большие по уровню пульсации давления и в течение некоторого времени происходит рост температуры. Влияние Re на характер обтекания осесимметричных тел с неглубокой выемкой в носовой части указано в [2]. На основе фотографий течения с малой выдержкой показано различие картин обтекания при низких и высоких числах Re (нерегулярность выбрасывания массы газа из выемки при низких числах Re). Некоторые частотные характеристики в полых цилиндрах разной длины, открытых навстречу сверхзвуковому потоку, при числе Маха набегающего потока $M=6$ рассмотрены в [4]. Расчеты течений в выемках на носовой части тел при натекании на них сверхзвукового потока выполнены в [3].

В настоящей работе приведены данные по картине течения, характеру колебаний скачка уплотнения, частотные и амплитудные характеристики пульсаций давления в полостях цилиндров различной глубины. Исследовано влияние Re и глубины полости на характеристики течения.

1. Экспериментальные исследования проводились в сверхзвуковой аэродинамической трубе в диапазоне чисел Маха набегающего потока $M_n=1.5-6$, $Re=2.5 \cdot 10^4-10^6$, $T_0/T_w=1 \div 2$. Здесь Re — число Рейнольдса, вычисленное по диаметру цилиндра d и параметрам набегающего потока, T_0 — температура торможения потока, T_w — температура стенки.

Модели представляли собой полые цилиндры, закрытые с одного конца. Цилиндр располагался в потоке таким образом, что получался стакан, открытый навстречу потоку, причем направление оси цилиндра совпадало с направлением вектора скорости потока. Относительная глубина полости цилиндра $l^0=l/d$ менялась от 0 до 2.5, внешний диаметр равнялся $d=10$ и 50 мм. Толщина стенок цилиндра 0.5–1 мм. Цилиндры выполнялись из стальных или стеклянных трубок, а их днища были стальные или текстолитовые. Стеклянные трубки с текстолитовыми днищами использовались для исключения оттока тепла от газового потока в трубку. На дне цилиндров размещались дренажные отверстия, с помощью которых измерялось распределение давления, а также датчики пульсаций емкостного типа для получения данных по среднеквадратичному уровню и частоте пульсаций давления воздуха