

УДК 534.2

ПУЛЬСАЦИИ ДАВЛЕНИЯ В КОЛЬЦЕВЫХ СОПЛАХ

В. А. ЛЮТЫЙ, Л. В. НОВИКОВ, А. И. ШВЕЦ

(Москва)

Колебания донного давления при истечении струй зависят от многих факторов, основными из которых являются квазистационарные перестройки течения в кольцевых струях или многосопловых компоновках, акустическое излучение струй и нестационарность течения в донной области.

В последние годы большое внимание уделяется изучению кольцевых струй, что связано с рядом практических задач. В этом случае наибольший интерес представляет нестационарное воздействие на донный срез кольцевого сопла, вызываемое расходными колебаниями и дискретным акустическим излучением. Схемы течений, соответствующие этим колебаниям, были рассмотрены в докладе Г. И. Петрова в 1968 г. При определенной степени нерасчетности у кольцевых струй возникают мощные низкочастотные расходные колебания, интенсивность которых более чем на порядок превышает интенсивность акустических. Эти колебания появляются в ограниченном диапазоне чисел Re и в отличие от дискретного тона, который распространяется с разных сторон струи в противофазе, имеют одинаковую фазу.

При реализации второго типа колебаний — акустического резонанса с обратной связью, волны излучаются колеблющимися со сверхзвуковой скоростью участками струи, расположенными вблизи области распада. Эта схема подтверждается теоретическими и экспериментальными данными [1-3]: частота колебаний струи связана с частотой дискретного тона, колебания с разных сторон струи находятся в противофазе, при дискретном излучении колебания значительно сильнее и струя распадается ближе к соплу.

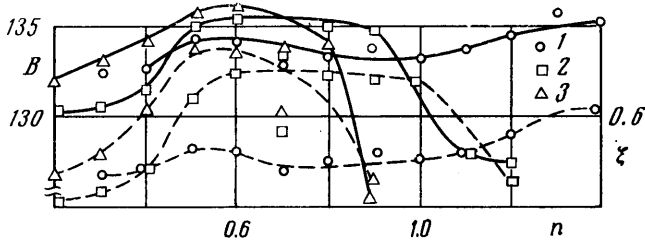
Ниже изложены результаты исследований пульсаций донного давления на торце кольцевого сопла, связанные с акустическим излучением сверхзвуковых струй.

Для исследования пульсаций давления применялись плоские в радиальном сечении сопла с диаметром наружной части среза 110 мм, внутренней — 88 мм. В центре торцевой части устанавливался индуктивный датчик давления. Мембранные индуктивные дифференциальные преобразователи использованы в схеме с противодавлением. Регистрация сигнала проведена на пятиканальном аппарате магнитной записи с предварительным усилением на станции с несущей частотой 36 000 гц. Калибровка преобразователей и усилительно-регистрационного тракта проведена с помощью пульсатора резонансного типа, а также микрофона, усилителя и магнитного регистратора фирмы «Брюль и Кьер». Результаты калибровки позволяют заключить, что среднеквадратичная погрешность измерений амплитуд пульсаций не превышает $\pm 3 \delta b$, а частот $\pm 3\%$.

При истечении кольцевой струи реализуется два режима — с открытой и закрытой донной областью. Первый режим характеризуется снижением донного давления, а второй — повышением. В режиме открытой донной области кольцевая струя сохраняет сверхзвуковую структуру на протяжении нескольких ячеек (3-4). Закрытие донной области — критический режим, происходит при распространении сверхзвукового участка до места взаимодействия струй, при этом струя перестраивается таким образом, что донная область окружена только первой ячейкой струи. В зависимости от расчетного числа Маха и формы сопла критический режим может наступать как для перерасширенной, так и для недорасширенной струи. Критический режим для сопел $M_a=2, 3.1$ и 3.6 реализуется при степени перерасчетности $n=1,8, 1$ и 0.9 соответственно.

В процессе проведения экспериментов была определена зависимость интегрального уровня пульсации давления B от величины нерасчетности n (фиг. 1, сплошные кривые). Здесь $B=20 \lg B_i/B_0$, B_i — измеренная величина

на пульсаций, $B_0=2 \cdot 10^{-6}$ кг/м² — нулевой уровень, $M_a=2, 3.1$ и 3.6 — обозначения 1, 2, 3 соответственно. Для всех сопл повышение давления в форкамере, соответствующее увеличению скорости истекающей струи до нерасчетности $n \approx 0.6$, сопровождается ростом пульсаций. Последующее возрастание нерасчетности для сопл с $M_a=3.1$ и 3.6 вызывает снижение уровня пульсаций. В отличие от этих сопл для $M_a=2$ переход к режиму недорасширенной струи происходит с увеличением B . Характерной особенностью кольцевых струй является резкое снижение уровня пульсаций давления в критическом режиме.



Фиг. 1

В некоторых случаях наряду с измерениями пульсаций давления на донном срезе выполнялись измерения акустического излучения струй. Эти измерения проводились с помощью индуктивного датчика и конденсаторного микрофона, установленных под углом 150° к направлению струй на расстоянии 0,5 и 100 диаметров сопла. В критическом режиме наблюдалось значительное снижение уровня звукового давления. Этот результат может быть использован для определения момента перехода от открытой к закрытой донной области только по акустическим измерениям.

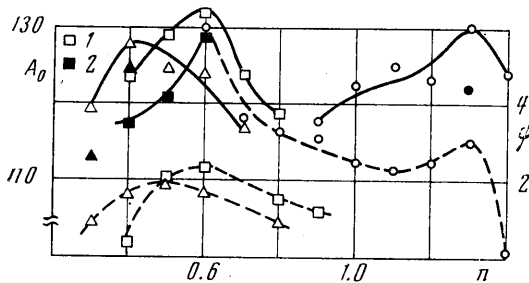
Величина пульсаций давления характеризует дополнительное переменное давление, возникающее при прохождении волны. Давление в открытой зоне внутри струи существенно отличается от давления в окружающем пространстве, поэтому параметры течения в этой зоне влияют на прохождения волн к донному срезу. Для качественного анализа интенсивности источников пульсаций можно применить величину $\xi = kB_s^2 / \rho_b c_b$, где ρ_b и c_b — плотность и скорость звука в отрывной зоне, предполагая, что на торце сопла распределение пульсаций постоянно (фиг. 1, пунктир). Величина ξ аналогична среднему потоку звуковой энергии, проходящему через единицу площади в случае плоской звуковой волны. Видно, что поведение кривых $\xi = f(n)$ аналогично зависимости $B = f(n)$.

Сверхзвуковая струя является источником трех типов акустических излучений: пограничных возмущений, турбулентного шума и дискретного тона. Одним из основных источников шума сверхзвуковых струй являются пограничные возмущения [4].

При измерении шума струи в задней полусфере наблюдался широкий максимум шумового спектра. Формирование широкого максимума в спектре пульсаций давления в одних случаях проявляется сильно и обнаруживается в большем диапазоне нерасчетностей, а в других случаях выражено слабее. Четких зависимостей между режимом истечения и положением широкого максимума не установлено, однако было замечено значительное превышение более чем на 10 дБ, этого максимума для сопла с $M_a=3.1$ по сравнению с другими соплами, а начиная с $n=0.7 \div 0.8$ происходит возрастание максимума для всех сопл. В опытах наблюдалось смещение широкого максимума в область низких частот с ростом степени нерасчетности.

В режиме перерасширения присутствуют амплитуды дискретной со-

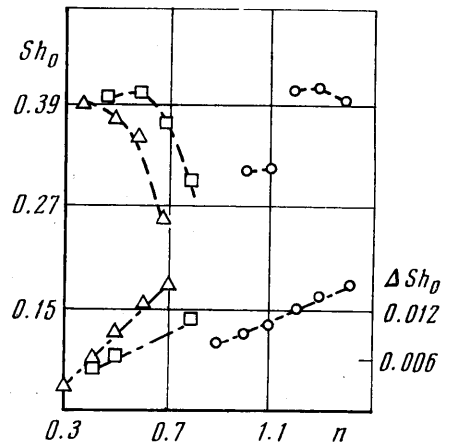
ставляющей A_0 (сплошные кривые, основной тон — 1, первая гармоника — 2 на фиг. 2) для сопел с $M_a=3.1$ и 3.6, причем по мере повышения числа Маха они наблюдаются при меньшей нерасчетности. Гармоники A_0 сильнее проявляются для $M_a=3.1$. Поведение кривой, характеризующей превышение амплитуды дискретной составляющей над соседними амплитудами сплошного спектра ΔA_0 , аналогично поведению кривой A_0 . Превышение амплитуды ΔA_0 достигает 22 дБ.



Фиг. 2

Дискретные составляющие для сопла с $M_a=2$ начинаются с нерасчетности $n=0.9$ и достигают максимального значения при $n=1.3$, следовательно, существуют и при $n=1$, в то время как у цилиндрических струй акустический резонанс затухает при расчетном истечении. Как исключение можно отметить работу [5], в которой при исследовании спектра шума осесимметричной струи с $M_a=2$ дискретный тон был обнаружен при нерасчетности $n=1$. Реализацию дискретного излучения в расчетном режиме кольцевой струи можно объяснить тем, что степень нерасчетности определяется по отношению к наружному давлению, а при $n=1$, струя будет нерасчетной по отношению к внутреннему давлению, что приводит к схеме течения с системами волн сжатия и разрежения, различными с внешней и внутренней сторон струи. Одним из основных результатов опытов является то, что дискретная составляющая в спектре пульсаций затухает при подходе к критическому режиму. Измерения в ближнем и дальнем звуковом поле также показывают исчезновение дискретного тона в критическом режиме.

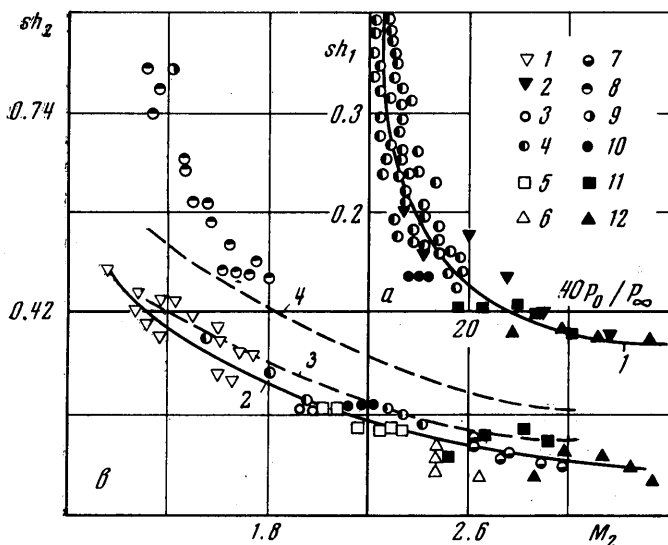
Акустическое излучение сверхзвуковой кольцевой струи распространяется как в окружающее пространство, так и во внутреннюю область за центральным телом сопла. Качественную картину влияния степени нерасчетности на отношение мощности пульсаций давления на торце сопла к полной мощности струи можно получить, считая, что распределение пульсаций по торцу равномерное (фиг. 2, пунктир) $\psi = k\xi\eta d_a^2/4N$, где d_a — диаметр торца сопла, N — полная мощность струи. Для сопла с $M_a=2$ в режиме недорасширения, где амплитуда дискретной составляющей максимальная, наблюдается также максимум величины ψ . Относительно большое значение ψ в режиме перерасширения объясняется тем, что давление в отрывной зоне не намного ниже давления в окружающей среде, поэтому передача энергии пульсации к донному срезу происходит без существенных потерь. Для



Фиг. 3

струй с $M_a=3.1$ и 3.6 величина ψ достаточно хорошо согласуется с амплитудой A_0 . Это свидетельствует о том, что дискретное излучение является одним из наиболее эффективных источников в образовании пульсаций давления.

По спектрограммам определялись участки, на которых находились дискретные составляющие, а затем каждый участок анализировался с растянутым по частоте масштабом. Это позволило, учитывая использование узкополосного анализатора, довольно точно получить числа Струхала $Sh_0=f_0d/c_\infty$, где d — внешний диаметр кольцевого сопла,



Фиг. 4

соответствующие частоте дискретной составляющей (фиг. 3, пунктир). У сопла с $M_a=2$ дискретная составляющая имеет разрыв частоты вблизи расчетного режима. Для сопл, излучающих дискретную составляющую в режиме перерасширения, как увеличение нерасчетности, так и рост числа Маха приводят к монотонному снижению частоты. Аналогичные зависимости получаются у сплошных струй, истекающих из сверхзвуковых сопл [6, 7]. У звуковых сопл [3, 8] и у эжекторов [9, 10] зависимости $f_0=f(n)$ имеют разрыв, причем у эжекторов наблюдается затягивание колебаний на одной частоте после разрыва. При достижении максимальных амплитуд A_0 соответствующие частоты у испытанных сопл также максимальные и примерно равны ($Sh=0.4$).

Для сопла с $M_a=2$ дискретная составляющая имеет более высокие частоты, чем частота широкого максимума и только вблизи максимума происходит смещение широкого максимума к f_0 . Сопло с $M_a=3.1$ имеет максимум A_0 при $n=0.6$ и при этой нерасчетности также совпадают частоты широкого максимума и дискретной составляющей, хотя выше по n частота дискретной составляющей смещается на спектре вправо. Наконец, у сопла с $M_a=3.6$, начиная от максимальной амплитуды A_0 и далее по n , сплошной максимум совпадает с f_0 . Из сопоставления этих данных видно, что в случаях, когда A_0 достигает максимума, частота широкого максимума смещается к частоте дискретной составляющей.

Рассмотрим часть спектра, относящуюся к дискретной составляющей. Используемый анализатор имеет достаточно узкую полосу пропускания

(7 гц), что позволяет произвести оценку изменения ширины полосы дискретной составляющей (фиг. 3, штрихпунктир). Диапазон частот, в котором выделяется амплитуда A_0 , сравнительно мал и составляет $\Delta Sh_0 = 0.004 + 0.015$ (15 ÷ 60 гц). По приведенным данным видно, что по мере роста нерасчетности частотная ширина полосы увеличивается. Если предположить, что параметр ΔSh_0 сохраняется постоянным при изменении характерного размера, то видно, что по мере увеличения диаметра сопла частотная ширина полосы должна увеличиваться.

Проведем сравнение безразмерных частот дискретных составляющих спектров пульсаций давления с данными излучения дискретных тонов сплошными струями. Зависимость числа Струхала $Sh_1 = f_0 d_1 / c_\infty$ от относительного давления в форкамере p_0 / p_∞ дана на фиг. 4, а (d_1 для осесимметричных сопел — диаметр критического сечения, для кольцевых сопел — эквивалентный по площади критического сечения диаметр круглого сопла).

При анализе данных измерений частоты дискретного тона цилиндрических и прямоугольных струй [7] установлено, что при специальной обработке результатов экспериментов в виде зависимости числа Струхала Sh_2 от среднего числа Маха в струе M_2 все данные образуют единую кривую. Число Струхала

$$Sh_2 = f_0 d_2 / c_\infty \quad (d_2 = 1.78 \sqrt{GT^{1/2} / q(M_2) p_0})$$

где d_2 — приведенный по расходу диаметр кольцевой струи, G — секундный расход воздуха через сопло, T_0 , p_0 — температура и давление воздуха в форкамере. На фиг. 4 наряду с данными для кольцевых струй нанесены результаты ряда экспериментов для сплошных струй.

Обозначение Δn (см. таблицу) соответствует диапазону нерасчетностей, в котором возникает излучение дискретного тона.

По экспериментальным данным для цилиндрических струй построена зависимость $Sh_1 = 0.567 (p_0 / p_\infty - 1)^{-1/2}$ (кривая 1) [8], которая согласуется с формулой Пауэлла [3] при малых значениях n . Как видно из графика, значения Sh_1 для кольцевых струй, полученные в расширенном диапазоне величины p_0 / p_∞ , удовлетворительно совпадают с данными для цилиндрических струй, следовательно, характерным размером при вычислении числа Sh_1 кольцевых струй может служить диаметр эквивалентного по площади критического сечения круглого сопла.

В координатах M_2 и Sh_2 данные для широкого класса осесимметричных и прямоугольных сопел можно аппроксимировать формулой

$$Sh_2 = 0.85 [\sqrt{M_2^2 - 1} + c_\infty / c_a]^{-1}$$

(фиг. 4, в, кривая 2) [7]. Как видно из графика, результаты экспериментов для круглых и кольцевых струй образуют единую кривую. Таким образом, у кольцевой струи определяющим параметром для Sh_2 также является число Маха струи M_2 , определенное по изэнтропическому отношению давления.

В работе [13] получена формула для критических частот внешних акустических волн, при которых имеет место максимальное усиление возмущений в расчетной струе

$$Sh' = f d' / c = \frac{h(n)}{\sqrt{(c_\infty / c_a + M_a)^2 - 1}}$$

Здесь d' для цилиндрической струи — диаметр, для плоской — толщина

$$h(n) = \begin{cases} n^{-1/2} & (m=0, j=0) \\ n & (m=0, j=1) \\ \mu^{\circ}/\pi & (m=1, j=0) \\ \mu'/\pi & (m=1, j=1) \end{cases}$$

где $m=0$ для плоского и $m=1$ для цилиндрического случаев, $j=0$ для симметричных и $j=1$ для антисимметричных возмущений во внешней волне, μ° и μ' — n -е корни функций Бесселя I_0 и I_1 . Первые два значения функции $h(n)$ для цилиндрического случая соответственно равны 0.76 и 1.66 при $j=0$ и 1.22 и 2.23 при $j=1$. На фиг. 4 построены расчетные кривые для плоской и цилиндрической струй в случае антисимметричного акустического поля (3 и 4).

Исследования низкочастотного приближения дисперсионного уравнения двухслойной цилиндрической струи [2] показали, что кольцевая струя стремится колебаться как единое целое.

Известно, что колебания плоских струй осесимметричные, у круглых струй — преимущественно изгибные, однако существуют режимы истечения, когда колебания симметричные. Расчет критических частот плоской струи показал, что в симметричном внешнем акустическом поле струя более стабильна, чем в антисимметричном [14].

В режиме открытой донной области обратная связь, по-видимому, возникает вследствие излучения волн несколькими периодическими ячейками струи.

В критическом режиме до слияния струй существует только одна ячейка. В этом случае вся струя не имеет определенной периодической структуры, не колеблется как единое целое и резонансный процесс не осуществляется.

Авторы благодарят Г. И. Петрова за постановку задачи и внимание к работе.

Институт механики МГУ

Поступила 15 XII 1971

ЛИТЕРАТУРА

1. Римский-Корсаков А. В. Исследование аэродинамических шумов. Тр. Акуст. ин-та АН СССР, 1970, вып. 10.
2. Седелников Г. Х. Автоколебательное шумообразование при истечении газовых струй. М., «Наука», 1971.
3. Powell A. A. On the mechanism of choked jet noise. Proc. Phys. Soc., 1953, vol. B 66, No. 408.
4. Фокс, Вильямс Д. Е. Шум высокоскоростных ракет. Сб. «Случайные колебания». М., «Мир», 1967.

5. *Беленков В. Д.* Акустическое излучение сверхзвуковой струи в сторону среза сопла при различных режимах нерасчетности. Уч. зап. ЛГУ, Газодинамика и теплообмен, сб. 2, 1969.
6. *Мамин В. Н., Римский-Корсаков А. В.* Некоторые экспериментальные исследования свиста сверхзвуковой воздушной струи. Тр. Акуст. ин-та АН СССР, 1969, вып. 9, стр. 109.
7. *Ануфриев В. М., Комаров В. В., Купцов В. М., Мельников Д. А., Сергиенко А. А.* Дискретная составляющая в спектре шума сверхзвуковых струй. Изв. АН СССР, МЖГ, 1969, № 5.
8. *Hamitt A. C.* The oscillation and noise of an overpressure sonic jet. J. Aerospace Sci., 1961, vol. 28, No. 9.
9. *Пылов Л. С.* О форме колебаний сверхзвуковой струи в эжекторе. VI Всесоюзная акустическая конференция. М., «Наука», 1968.
10. *Middelton P.* The noise of ejectors. Aeronaut. Res. Council Rep. and Mem., 1965, No. 3389.
11. *Merle M.* Emissions acoustiques associees aux jets d'air supersoniques. J. de Mecanique, 1965, vol. 4, No. 3.
12. *Poldervaart L. S., Vink A. T., Wijnands A. P. J.* The photographic evidence of the feedback loop of a two dimensional screeching supersonic jet of air. Rept. 6-th Internat. Congr. Acoustics, Tokyo, Japan, August, 1968.
13. *Лебедев М. Г., Теленин Г. Ф.* Взаимодействие плоских и цилиндрических сверхзвуковых струй с акустическими полями. Научн. тр. Ин-та механ. МГУ, 1972, № 19.
14. *Лебедев М. Г., Теленин Г. Ф.* Исследование взаимодействия сверхзвуковой струи с акустическим полем. Изв. АН МЖГ, 1970, № 4.