

Уравнения (2), (3) позволяют решить и обратную задачу — построение канала, обеспечивающего заданное распределение безразмерной скорости звука A или числа M .

В частности, для течений с $A=A_0=\text{const}$ будем иметь

$$(10) \quad A=A_0=1, \quad x=M, \quad F=\text{const } x^{\alpha-1} \quad (\nu=\alpha)$$

Интересно отметить, что при $\alpha=5/3$ линейное распределение чисел M достигается в коническом канале ($\nu=3$ — точное одномерное решение).

В качестве примера практического приложения полученных результатов рассмотрим задачу о падении давления с течением времени перед соплом трубы кратковременного действия. Пусть труба представляет собой цилиндрическую емкость, на одном из концов которой имеется резкое сужение — сопло. Предположим также, что выброс газа осуществляется в емкость с достаточно малым давлением. Обозначим через l длину цилиндрической части канала трубы, а через F_1 и F_2 — соответственно площадь поперечного сечения канала и площадь критического сечения сопла.

Найдем число M_1 в цилиндрической части перед соплом трубы, используя соотношения (6) или соответствующие таблицы стационарных одномерных течений

$$q(M_1)F_1=q(1)F_2$$

Выделим некоторый момент времени, в который $t=t_k$, $p_1=p_k$, $a_1=a_k$. Тогда, вводя $\Delta t=t-t_k$ и вычисля значения A_1 и $x_1=l/L$, из соотношений (9) (по известному значению M_1) будем иметь

$$(11) \quad t_k=lA_1(x_1a_k)^{-1}, \quad p_1/p_k=(t_k/t)^{\alpha\alpha}=[1-a_kx_1\Delta t(A_1l)^{-1}]^{-\alpha\alpha}$$

В предельном случае, когда площадь критического сечения сопла достаточно мала ($F_2/F_1 \rightarrow 0$), соотношение (11) должно переходить в формулу для квазистационарного процесса падения давления в емкости. При $F_2/F_1 \rightarrow 0$ из уравнений (3), (6) следует:

$$F_2/F_1 \approx M_1(1+\alpha^{-1})^{1/2\alpha+1}, \quad x_1/A_1 \approx M_1\alpha^{-1}$$

Окончательно из (11) получаем известную формулу для квазистационарного падения давления

$$(12) \quad p_1/p_k=[1+\alpha^{-1}(1+\alpha^{-1})^{-1/2\alpha-1}F_2a_k\Delta t(F_1l)^{-1}]^{-\alpha\alpha}$$

Здесь F_1l — объем канала.

Отметим, что соотношение (11), переходя при $F_2/F_1 \rightarrow 0$ в формулу (12), является более общим, в том смысле, что оно не связано с условием квазистационарности процесса.

Поступила 27 XII 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. Станюкович К. П. Неустановившиеся движения сплошной среды. М., Гостехиздат, 1955.
2. Седов Л. И. Методы подобия и размерности в механике. М., Гостехиздат, 1957.

УДК 533.6.011.5

О ВЛИЯНИИ УСТУПА НА ПУЛЬСАЦИИ ДАВЛЕНИЯ НА ЦИЛИНДРЕ С КОНУСОМ ПРИ ЧИСЛАХ $M \leq 1.0$

В. М. КУПЦОВ, С. И. ОСТРОУХОВА

(Москва)

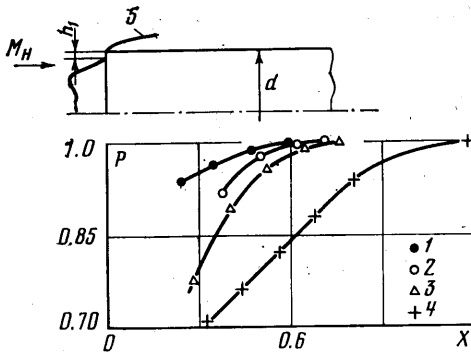
Известно, что при обтекании цилиндра с конической носовой частью при больших дозвуковых числах M на цилиндрической поверхности возникают местные зоны отрыва, внутри которых наблюдается повышенный уровень пульсаций давления [1, 2]. Во многих случаях по технологическим или конструктивным причинам в плоскости сопряжения конуса с цилиндром предусматриваются небольшие уступы.

В настоящей работе было проведено исследование влияния таких уступов на пульсации давления на начальном участке цилиндра при числах $M=0.5 \div 0.9$. Получены данные по суммарным и спектральным характеристикам пульсаций давления при различных относительных высотах уступа $h_1/d=0.006 \div 0.024$. Установлено, что за счет уступа суммарные уровни пульсаций давления могут возрасти в 2–3 раза. Наличие уступа приводит к существенному росту высокочастотных составляющих спектра.

1. В качестве объекта исследования был взят цилиндр с диаметром $d=168$ мм. Носовая часть модели представляла собой острый конус с полууглом при вершине $\beta=15^\circ$. Были использованы конусы разного диаметра d_k . Высота уступа $h_1=(d-d_k)/2$ варьировалась в диапазоне $0 \div 4$ мм.

Эксперименты были проведены в трансзвуковой эжекторной трубе. Воздух в рабочую часть с диаметром $d_T=600$ мм поступал из атмосферы через входной коллектор с плавным контуром. Стенки рабочей части имели перфорированные участки. Для уменьшения акустического шума между перфорированной стенкой и корпусом рабочей части были установлены звукопоглощающие клинья. Для измерения пульсаций использовались емкостные датчики давления с диаметром чувствительного элемента $d_c=8$ мм. Датчики устанавливались заподлицо с поверхностью цилиндра.

Регистрация и анализ пульсаций давления проводились по методике, изложенной в [3]. Пульсации давления были измерены в различных точках цилиндра. Кроме пульсационных характеристик было проведено измерение распределения статического давления вдоль цилиндра. С этой целью на поверхности цилиндра было размещено 10 дренажных точек. Эксперименты были проведены при различных числах Маха M . Числа Маха перед моделью определялись по отношению статического давления на перфорированной стенке p_n к полному давлению в набегающем потоке p_0 .



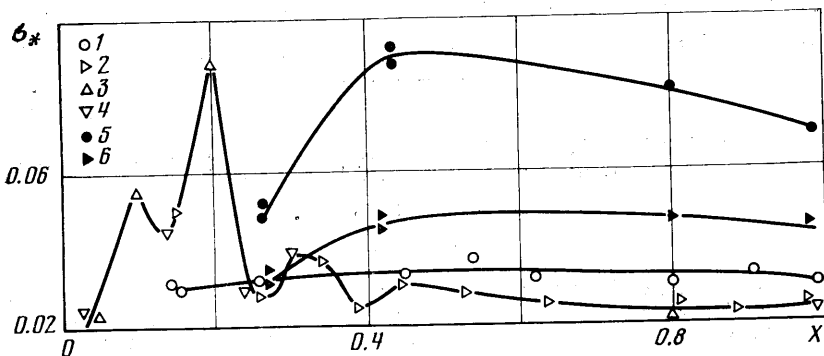
Фиг. 1

2. Результаты измерения статического давления на поверхности цилиндра при наличии различных уступов при $M=0.8$ изображены на фиг. 1. Здесь по оси абсцисс отложена безразмерная продольная координата $x=x_1/d$, где x_1 — расстояние от плоскости сопряжения конуса с цилиндром, а по оси ординат — отношение давления $P=p_1/p_n$. Цифрами 1–4 обозначены результаты, полученные соответственно при $h=h_1/d=0, 0.006, 0.012, 0.024$.

Видно, что наличие уступа приводит к существенному снижению статического давления на поверхности цилиндра.

Чем больше высота уступа, тем меньше статическое давление. Так, в точке $x=0.4$ при $M=0.8$ на модели без уступа давление $P \approx 0.97$, а при наличии уступа с $h=0.006, 0.012$ и 0.024 значения P соответственно равны 0.93, 0.89 и 0.74. За счет уступа на начальном участке цилиндра образуется протяженная зона отрыва (5 на фиг. 1), которая и приводит к снижению статического давления.

3. Результаты измерения суммарного уровня пульсаций давления σ_x в различных точках цилиндра при $M=0.6$ и 0.81 представлены на фиг. 2. Все суммарные уровни определены в диапазоне частот $f=100 \div 5000$ гц. На фиг. 2 по оси ординат отложено



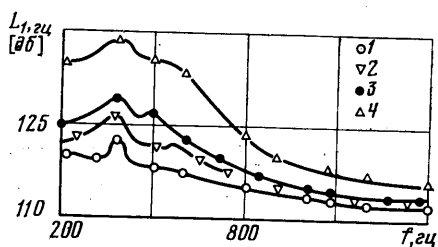
Фиг. 2

отношение $\sigma_x = \sigma_x / q$, где q — скоростной напор в набегающем потоке. Результаты, полученные при $M=0.6$ и 0.81 без уступа, на фиг. 2 изображены точками 1 и 2 соответственно. Цифрами 3 и 4 обозначены данные, полученные в работах [1, 2], при испытании цилиндра с конусом $\beta=15^\circ$ при $M=0.81$ без уступа. Из фиг. 2 видно, что результаты, полученные в настоящей работе при $h=0$, согласуются с соответствующими

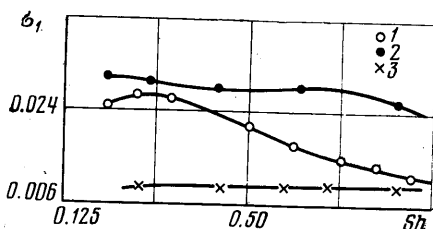
щими данными других авторов. При $M=0.6 \div 0.8$ и $x > 0.3$ значения σ_* заключены в пределах $0.02 \div 0.035$. Однако на начальном участке цилиндра при $x < 0.3$ отмечаются более повышенные уровни пульсаций давления. В некоторых точках этого участка относительный суммарный уровень σ_* достигает значений $0.06 \div 0.08$. Зоны повышенного уровня пульсаций совпадают с местом расположения скачка уплотнения, который образуется при обтекании конуса с цилиндром дозвуковым потоком с $M \geq 0.7$.

Цифрами 5 и 6 на фиг. 2 обозначены суммарные уровни пульсаций давления при наличии уступа с $h=0.006$ при $M=0.6$ и 0.81 соответственно. Видно, что при наличии уступа суммарные уровни возрастают, особенно сильно при $M=0.6$. В некоторых точках суммарный уровень σ_* за счет уступа возрастает в 2.5–3.5 раза и достигает значений, равных $0.08 \div 0.09$. С ростом M влияние уступа на σ_* становится более слабым. Длина участка цилиндра, на котором отмечается влияние уступа, более $100h_1$. В пределах этого участка при удалении от уступа суммарные уровни σ_* сначала возрастают, достигают максимума в районе $x \approx 0.3 \div 0.5$, а затем медленно уменьшаются. Максимальные пульсации, по-видимому, соответствуют области прилипания оторвавшегося потока. Эксперименты при $h=0.012$ и 0.024 подтвердили сильное влияние уступа на σ_* .

4. Типичные результаты спектрального анализа пульсаций давления на модели без уступа изображены на фиг. 3. На этой фигуре приведены спектры пульсаций давления в точке $x=0.44$. В других точках спектры имеют аналогичный вид. Цифрами 1–4 на фиг. 3 обозначены спектры, полученные соответственно при $M=0.50, 0.65,$



Фиг. 3



Фиг. 4

0.78, 0.93. Спектральные уровни приведены к $P_n=1 \text{ кг/см}^2$. Из фиг. 3 видно, что при увеличении M резко возрастают уровни низкочастотных составляющих спектра.

На фиг. 4 приводится сопоставление типичных спектров пульсаций при наличии и отсутствии уступа (точка $x=0.2$ при $M=0.6$). Данные без уступа обозначены цифрой 1, с уступом $h=0.024$ — цифрой 2, спектры пульсаций давления акустического фона в рабочей части — цифрой 3. Здесь по оси абсцисс отложено число Струхала $Sh=fd/V$, где V — скорость набегающего потока, а по оси ординат — безразмерный спектральный уровень $\sigma_1 = \sigma^*/q(V/d)^{1/2}$, где σ^* — среднеквадратичный уровень в полосу 1 гц. Видно, что уровень акустических помех в диапазоне $Sh < 1.0$ существенно меньше измеряемых величин. Из рассмотрения фиг. 4 следует, что за счет уступа существенно возрастает уровень высокочастотных пульсаций. В работах [4, 5] представлены спектры пульсаций давления на стенке за выступами при $M < 1.0$. Из анализа этих спектров следует, что за выступом высоты h_1 максимальные спектральные уровни достигают максимальных значений при $fh_1/V=0.02-0.06$. Отсюда получаем, что в пересчете на число Струхала $Sh=fd/V$ максимумы для уступа с $h_1/d=0.024$ должны реализоваться при $Sh=0.8 \div 2.0$. На фиг. 4 видно, что действительно как раз при этих значениях числа Sh наблюдается наиболее сильное возрастание спектральных уровней.

Кроме описанных выше экспериментов были проведены соответствующие опыты с моделями меньшего размера ($d=40$ и 30 мм). Результаты испытаний этих моделей подтвердили сильное влияние уступа на суммарные и спектральные уровни.

Поступила 10 VI 1977

ЛИТЕРАТУРА

1. Reding J. P., Guenther R. A. Analysis of normal shock noise measurements on nose — cylinder bodies. AIAA paper, 1972, No. 669.
2. Cockburn J. A., Robertson J. E. Vibration response of spacecraft shrouds to inflight fluctuating pressures. J. Sound and Vibration, 1974, vol. 33, No. 4.
3. Ануфриев В. М., Комаров В. В., Рунцов В. М., Мельников Д. А., Сергиенко А. А.

- Дискретная составляющая в спектре шума сверхзвуковых струй. Изв. АН СССР, МЖГ, 1969, № 5.
4. Грешилов Е. М., Евтушенко А. В. О спектре пульсаций давления при отрывном обтекании прямого уступа. Акуст. ж., 1969, т. 15, вып. 2.
5. Fricke F. R. Separated flow noise. Proc. 7-th Intern. Congr. Acoust. Budapest, 1971, vol. 4.

УДК 533.6.011.5

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНТРОПИИ И ПОЛНОЙ ЭНЕРГИИ НА ПОВЕРХНОСТИ ТЕЛА, КОЛЕБЛЮЩЕГОСЯ В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ

Ю. М. ЛИПНИЦКИЙ

(Москва)

При теоретическом исследовании нестационарного обтекания тел различной формы широкое распространение получила линейная теория тел конечной толщины [1-4]. В ее основе лежат предположения о малости возмущений угла атаки и скорости перемещения точек поверхности тела по сравнению со скоростью набегающего потока. Это позволяет задачу о распространении нестационарных возмущений решать с помощью линеаризации по амплитуде колебаний α_0 . При этом основное поле, соответствующее стационарному обтеканию тела под некоторым средним углом атаки β_0 , определяется решением нелинейной системы дифференциальных уравнений газовой динамики.

Пусть для тела, совершающего плоские угловые колебания с частотой ω относительно некоторого центра по закону $\alpha = \beta_0 + \alpha_0 \cos \omega t$, выполняются условия $\alpha_0 \ll 1$, $\alpha_0 \omega L / V_\infty \ll 1$, где V_∞ — скорость набегающего потока, L — характерный линейный размер.

Указанные неравенства позволяют представить газодинамические функции в виде

$$(1) \quad f(\mathbf{r}, t) = f_0(\mathbf{r}) + \alpha(t) f_1(\mathbf{r}) + \dot{\alpha}(t) f_2(\mathbf{r}), \quad f = V, p, \rho$$

Параметры с индексом 0 описывают основное поле, возникающее при стационарном обтекании тела, параметры с индексами 1 и 2 описывают поля нестационарных возмущений, находящихся в фазе с углом атаки и угловой скоростью соответственно.

Подставляя разложение (1) в систему уравнений газовой динамики, записанную для абсолютного движения в подвижной жестко связанной с телом системе координат, получим систему нелинейных дифференциальных уравнений в частных производных для определения стационарного поля течения, а также две линейные системы, описывающие распространение возмущений в фазе с α и $\dot{\alpha}$.

Для стационарного обтекания тела

$$(2) \quad \text{grad} \frac{v_0}{2} - v_0 \times \text{rot} v_0 = - \frac{1}{\rho_0} \text{grad} p_0$$

$$\text{div}(\rho_0 v_0) = 0, \quad v_0 \text{ grad} s_0 = 0, \quad s_0 = p_0 / \rho_0^\gamma, \quad \gamma = c_p / c_v$$

Для возмущений в фазе с α при $\bar{\omega} = \omega L / V_\infty \ll 1$ ($\bar{\omega}^2 = 0$)

$$\text{grad}(v_0 v_1) - v_0 \times \text{rot} v_1 - v_1 \times \text{rot} v_0 = \frac{\rho_1}{\rho_0^2} \text{grad} p_0 - \frac{1}{\rho_0} \text{grad} p_1$$

$$(3) \quad \text{div}(\rho_0 v_1 + \rho_1 v_0) = 0$$

$$v_0 \text{ grad} s_1 + v_1 \text{ grad} s_0 = 0, \quad s_1 = s_0 \left(\frac{p_1}{p_0} - \gamma \frac{\rho_1}{\rho_0} \right)$$

Для возмущений в фазе с $\dot{\alpha}$

$$v_1 + \text{grad}[v_0(v_2 - v_{e2})] - v_0 \times \text{rot} v_2 - (v_2 - v_{e2}) \times \text{rot} v_0 = \frac{\rho_2}{\rho_0^2} \text{grad} p_0 - \frac{1}{\rho_0} \text{grad} p_2$$

$$(4) \quad \rho_1 + \text{div}(\rho_2 v_0 + \rho_0 v_2) - v_{e2} \text{ grad} \rho_0 = 0$$

$$s_1 + v_0 \text{ grad} s_2 + (v_2 - v_{e2}) \text{ grad} s_0 = 0, \quad s_2 = s_0 \left(\frac{p_2}{p_0} - \gamma \frac{\rho_2}{\rho_0} \right)$$

Здесь v_e — вектор переносной скорости, $v_{e2} = v_e / \dot{\alpha}$. В качестве граничных условий для систем (2)–(4) на поверхности ударной волны используются законы сохранения