

УДК 533.6.071.4

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ НЕУСТАНОВИВШЕГОСЯ ДОЗВУКОВОГО ТЕЧЕНИЯ В ПРЯМОЛИНЕЙНОМ КАНАЛЕ

В. Э. Баскин, А. К. Мартынов,
Л. С. Павлов, М. П. Рябоконь

Представлены результаты экспериментального исследования параметров простейшего течения в прямолинейном канале, скорость которого изменялась во времени. Сопоставлением параметров не- и стационарного течений показано влияние нестационарности.

Экспериментальные исследования по нестационарной аэродинамике летательных аппаратов проводятся преимущественно на профилях, крыльях, лопастях несущего винта. Однако сравнительно простые, но не менее важные нестационарные течения, например течения в трубах, каналах и пр., исследованы недостаточно.

Настоящая статья посвящена экспериментальному исследованию нестационарного дозвукового потока в прямолинейном канале, являющемся рабочей частью незамкнутой аэродинамической трубы (АДТ) с сверхзвуковым эжектором. Канал постоянного прямоугольного сечения имеет размеры $0,11 \times 0,15 \times 0,5$ м. Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1.

Воздух, засасываемый из атмосферы через скругленный вход и конфузор, поступает в рабочую часть (канал), затем в промежуточный диффузор с дросселем переменного по времени сопротивления, эжектор и через выхлопной диффузор выбрасывается в атмосферу. Дроссель — это участок канала постоянного сечения с вертушкой. Вертушки — съемные. Размеры их таковы, что одна из них при вращении периодически перекрывает сечение полностью, другие — частично: их размеры по хорде 60 и 90 мм. Толщина всех вертушек 30 мм, форма поперечного сечения — овал.

В среднем сечении 2 канала была установлена измерительная гребенка с шестью приемниками полного давления p_0 и одним (на продольной оси трубы) статического давления p . Кроме того, на поверхности канала была установлена трубка Престона. Она позволяла получать информацию о пограничном слое. На стенке канала крепилось устройство с индуктивными дифференциальными преобразователями (датчиками) давления ДМИ. В результате в шести точках по высоте канала измерялось динамическое давление $q = p_0 - p$.

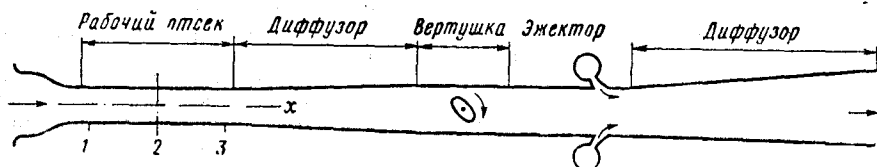


Рис. 1

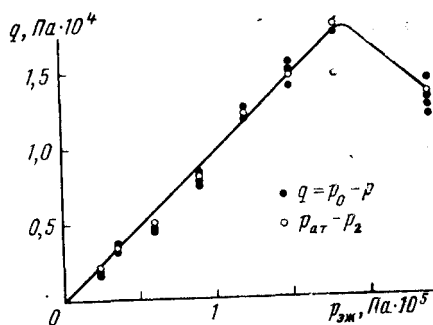


Рис. 2

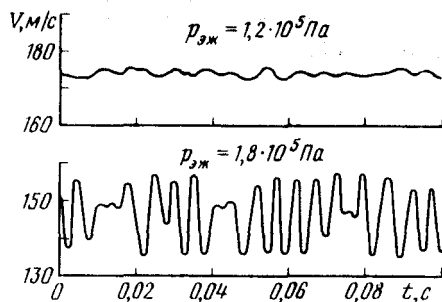


Рис. 3

На стенке канала в точках 1 и 3 (см. рис. 1) измерялась разность статических давлений $\Delta p' = p_1 - p_3$. Электрические сигналы записывались на ленту осциллографа К20-21.

Исследовались стационарные и нестационарные режимы течения. При стационарном течении вертушка с хордой 60 мм стояла неподвижно в положении наибольшего проходного сечения. Результаты измерения в ядре потока приведены на рис. 2 и 3 в виде зависимостей $q(p_{эж})$, $p_{ат} - p_2 = f(p_{эж})$ и $V(t)$, где $p_{эж}$ — давление в камере эжектора, а t — время. Видно, что эжектор позволяет создать в канале поток с величиной $q \leq 17,5$ кПа при $p_{эж} < 180$ кПа. При дальнейшем повышении давления в камере эжектора происходит его заклинивание, величина скорости потока уменьшается и появляются пульсации с большой амплитудой (см. рис. 3).

Схема установки позволяет определить динамическое давление q как непосредственным измерением разности $p_0 - p$, так и по разности давлений: атмосферного и на стенке трубы в точке 2, $p_{ат} - p_2$ с использованием уравнения Бернулли (без учета сжимаемости). Оба способа дают достаточно близкий результат (рис. 2).

Вращение указанной частично перекрывающей поток вертушки существенно изменяет течение. Скорость потока начинает периодически с частотой ≤ 13 Гц изменяться во времени, и q становится функцией $p_{эж}$ и t . С увеличением давления в камере эжектора растет как средняя величина динамического давления, так и размах колебаний (рис. 4). При этом граница заклинивания эжектора поднимается до значений $p_{эж} = 360$ кПа вместо ~ 180 кПа при стационарном течении, а величина мгновенного динамического давления доходит до значений, почти вдвое превышающих достигаемые в стационарных условиях. Кривая $q_{\max}(p_{эж}) = \max[q]_{p_{эж} = \text{const}}$ в нестационарных

условиях линейно экстраполирует досрочный участок аналогичной статической характеристики. С уменьшением частоты колебаний потока граница заклинивания эжектора сдвигается в сторону стационарного значения. Минимальная величина динамического давления $q_{\min} = \min[q]_{p_{эж} = \text{const}}$ при колебании практически не зависит от частоты процесса и при увеличении $p_{эж}$ непрерывно растет.

При колебании скорости естественно ожидать проявления инерционных сил. Эффект представленного на рис. 5 изменения скорости потока (т. е. ускорения) по времени (углу поворота вертушки $\psi = \omega t$) обнаруживается при сопоставлении экспериментальных зависимостей $q(\psi) = p_0 - p$ и $p_{ат} - p_2 = f(\psi)$ на рис. 6. В отличие от установившегося течения они не совпадают, ибо вследствие действия инерционных сил появляется дополнительный перепад давления $\Delta p' = \rho(x_3 - x_1) dV/dt$ (см. рис. 6). Максимальные величины ускорения dV/dt , определенные графическим дифференцированием кривой $V(\psi)$ и подсчитанные по формуле $\frac{dV}{dt} = \frac{\Delta p'}{\rho(x_3 - x_1)}$, разнятся на 3%.

Зависимость, полученная добавлением $\Delta p'$ к $p_{ат} - p_2$ (см. рис. 6), существенно приближается к экспериментальной зависимости $q(\psi)$.

При исследовании неустановившегося потока были получены мгновенные величины скорости, при пневмометрическом измерении которых необходим учет сжимаемости. Соответствующая методика развивается ниже. Для адиабатического нестационарного течения воздуха из атмосферы в канал интеграл Лагранжа

$$\frac{\chi}{\chi - 1} \frac{p_{ат}}{p_{ат}} + \frac{\partial \varphi_{\infty}}{\partial t} = \frac{V^2}{2} + \frac{\chi}{\chi - 1} \frac{p}{\rho} + \frac{\partial \varphi}{\partial t} \quad (1)$$

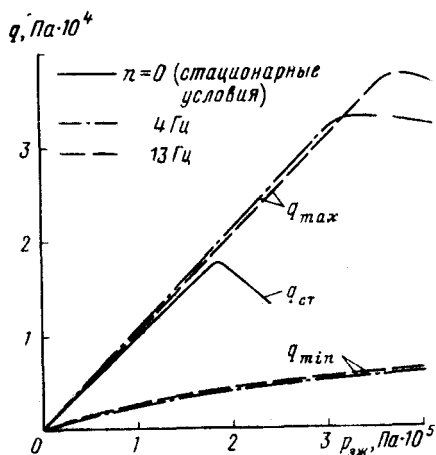


Рис. 4

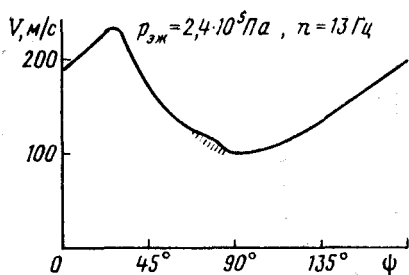


Рис. 5

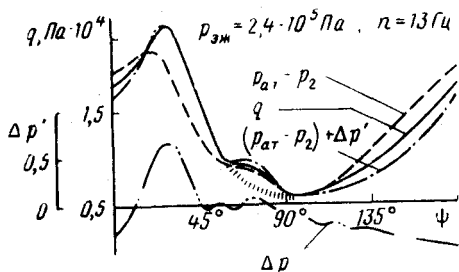


Рис. 6

связывает скорость $V(t)$, давление $p(t)$, плотность $\rho(t)$ и потенциал $\varphi(t)$ в точке измерения со значениями давления $p_{ат}$, плотности $\rho_{ат}$ и потенциала φ_{∞} в точке на бесконечном удалении перед входом в канал. Через κ обозначен показатель адиабаты.

Для удобства расчета нестационарных течений полезно, как и в стационарном случае, ввести параметры торможения, в частности давление p_0 и плотность ρ_0 , которые возникнут в точке измерения, если поток в этой точке на бесконечно малом отрезке линии тока адиабатически затормозится. При этом потенциал φ не изменится и интеграл Лагранжа принимает вид:

$$\frac{\kappa}{\kappa - 1} \frac{p_{ат}}{\rho_{ат}} + \frac{\partial \varphi_{\infty}}{\partial t} = \frac{\kappa}{\kappa - 1} \frac{p_0}{\rho_0} + \frac{\partial \varphi}{\partial t}. \quad (2)$$

Уравнение (2) и соотношение адиабаты позволяют выразить входящие в уравнение (1) нестационарные члены через измеряемые величины:

$$\frac{\partial (\varphi - \varphi_{\infty})}{\partial t} = \frac{a_{\infty}^2}{\kappa - 1} \left[1 - \left(\frac{p_0}{p_{ат}} \right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}} \right], \quad (3)$$

где $a_{\infty} = \sqrt{\kappa p_{ат} / \rho_{ат}}$ — скорость звука в атмосфере. Подстановка же выражения (3) в уравнение (1) приводит к формуле

$$V = a_{\infty} \sqrt{\frac{2}{\kappa - 1} \left[\left(\frac{p_0}{p_{ат}} \right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}} - \left(\frac{p}{p_{ат}} \right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}} \right]}, \quad (4)$$

позволяющей определить мгновенную скорость потока V в произвольной точке по измеренным в этой точке мгновенным значениям полного p_0 и статического p давлений.

Приравняв правые части уравнений (1) и (2), придем к известному для стационарных условий соотношению, связывающему статическое и полное давления в произвольной точке потока с местным числом $M = V/a$ в этой точке:

$$\frac{p}{p_0} = \left(1 - \frac{\kappa - 1}{2} M^2 \right)^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}}. \quad (5)$$

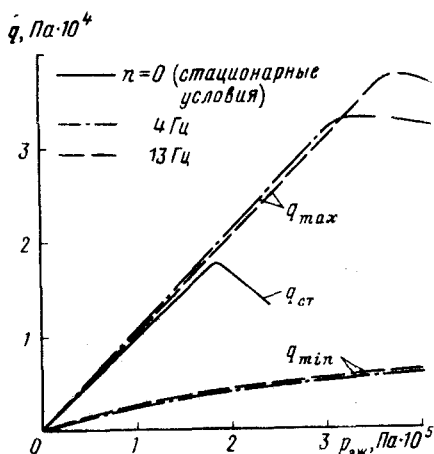


Рис. 4

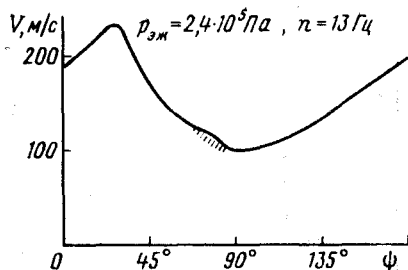


Рис. 5

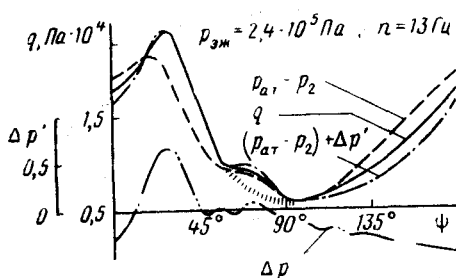


Рис. 6

связывает скорость $V(t)$, давление $p(t)$, плотность $\rho(t)$ и потенциал $\varphi(t)$ в точке измерения со значениями давления $p_{ат}$, плотности $\rho_{ат}$ и потенциала φ_{∞} в точке на бесконечном удалении перед входом в канал. Через κ обозначен показатель адиабаты.

Для удобства расчета нестационарных течений полезно, как и в стационарном случае, ввести параметры торможения, в частности давление p_0 и плотность ρ_0 , которые возникнут в точке измерения, если поток в этой точке на бесконечно малом отрезке линии тока адиабатически затормозится. При этом потенциал φ не изменится и интеграл Лагранжа принимает вид:

$$\frac{\kappa}{\kappa-1} \frac{p_{ат}}{\rho_{ат}} + \frac{\partial \varphi_{\infty}}{\partial t} = \frac{\kappa}{\kappa-1} \frac{p_0}{\rho_0} + \frac{\partial \varphi}{\partial t}. \quad (2)$$

Уравнение (2) и соотношение адиабаты позволяют выразить входящие в уравнение (1) нестационарные члены через измеряемые величины:

$$\frac{\partial (\varphi - \varphi_{\infty})}{\partial t} = \frac{a_{\infty}^2}{\kappa-1} \left[1 - \left(\frac{p_0}{p_{ат}} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right], \quad (3)$$

где $a_{\infty} = \sqrt{\kappa p_{ат}/\rho_{ат}}$ — скорость звука в атмосфере. Подстановка же выражения (3) в уравнение (1) приводит к формуле

$$V = a_{\infty} \sqrt{\frac{2}{\kappa-1} \left[\left(\frac{p_0}{p_{ат}} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - \left(\frac{p}{p_{ат}} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right]}, \quad (4)$$

позволяющей определить мгновенную скорость потока V в произвольной точке по измеренным в этой точке мгновенным значениям полного p_0 и статического p давлений.

Приравняв правые части уравнений (1) и (2), придем к известному для стационарных условий соотношению, связывающему статическое и полное давления в произвольной точке потока с местным числом $M = V/a$ в этой точке:

$$\frac{p}{p_0} = \left(1 - \frac{\kappa-1}{2} M^2 \right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}}. \quad (5)$$

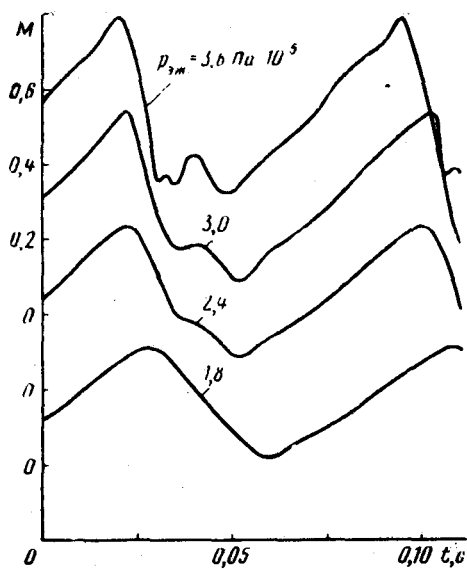


Рис. 7

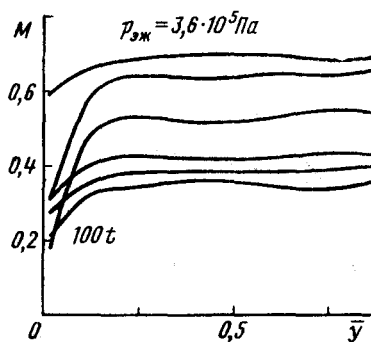


Рис. 8

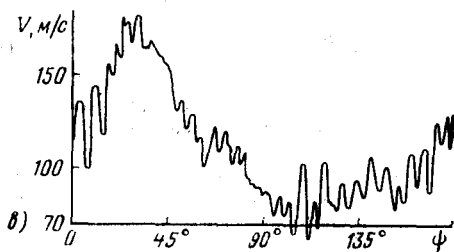
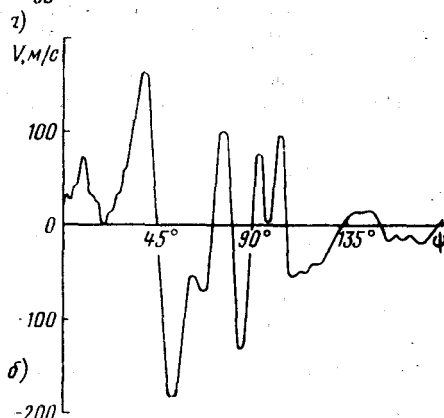
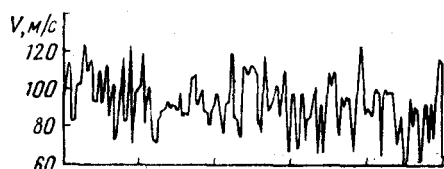


Рис. 9

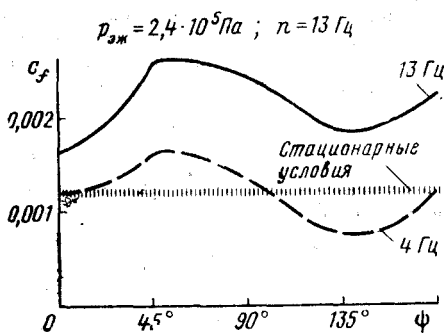


Рис. 10

Вид формулы (5) неизменен для стационарных и нестационарных течений с $p(t) = p$ и $p_0 = p_0(t)$. Однако $p_0(t)$ должно браться только в точке определения M , и оно не совпадает со значением p_0 в ресивере. Измеряя $p(t)$ и $p_0(t)$ в некоторой точке течения и найдя по соотношениям (4) и (5) значения $V(t)$ и $M(t)$ в этой точке, нетрудно получить в ней также местные мгновенные значения плотности $\rho(t)$ и скорости звука $a(t)$ из соотношений:

$$a = V/M, \quad \rho = \pi p/a^2. \quad (6)$$

На рис. 7 приведены зависимости $M(t)$ в центре рабочей части при $12 < p_{\text{эж}} < 360$ кПа в случае, когда частота периодического изменения скорости потока в канале составляла 13 Гц. Скорость потока существенно изменяется как за период колебаний, так и с увеличением значений $p_{\text{эж}}$. Например, при наибольшем из имевших место значений $p_{\text{эж}} = 36$ кПа число M меняется с течением времени от 0,3 до 0,8.

При этом мгновенные значения M существенно отличаются от стационарных при фиксированном положении вертушки. Возникающие «волновые искажения» закона $M(t)$ по отношению к квазистационарному случаю отражают известное свойство нарастания крутизны фронтов волн сжатия и размывания волн разрежения. В результате форма кривых $M(t)$ с ростом $p_{\text{эж}}$ сильно меняется от почти гармонической до близкой к пилообразной. Измерения скорости в разных точках сечения рабочей части показывают, что вне пограничного слоя поток в поперечном сечении достаточно однороден. Кривые $M(\bar{y}, t)$ на рис. 8 (где $\bar{y} = y/h$ — отношение ординаты точки к высоте канала h) при $t = \text{const}$ и $\bar{y} > 0,1$ идут почти горизонтально. Как форма законов пульсаций скорости по времени, так и степень пространственной однородности потока представляются приемлемыми для проведения в таком потоке нестационарных аэродинамических испытаний. Необходимо, однако, учитывать, что пульсирующему потоку органически присущ и пульсирующий продольный градиент давления, оказывающий влияние на результаты таких испытаний [1].

Измерение мгновенных величин скоростного напора трубкой Престона позволяет сделать качественные оценки нестационарного пограничного слоя. На рис. 9 приведены изменения скорости $V(t)$ для установившегося (а) и неуставившегося (б) течений. В случае (б) проходное сечение АДТ на мгновение полностью перекрывалось. Видно, что при установившемся течении (а) пограничный слой — турбулентный. В случае (б) в канале возникают волновые процессы, которые подавляют турбулентность.

При промежуточном размере вертушки (рис. 9, а) турбулентный характер пограничного слоя сохраняется, но уровень турбулентности уменьшается. Аналогичный результат был ранее получен в работе [3].

По методике Престона [2], разработанной для стационарного пограничного слоя, были подсчитаны величины коэффициента поверхностного трения c_f для не- и стационарного пограничных слоев. Для расчета пульсационная скорость осреднялась. Результаты расчета приведены на рис. 10 в виде зависимостей $c_f(t)$. Видно, что при малых частотах колебаний ($n = 4$ Гц) коэффициент c_f приближается к стационарному значению. При увеличении частоты колебаний до 13 Гц величина коэффициента c_f возрастает по сравнению со стационарным значением.

Таким образом, на примере протекшего неуставившегося течения в прямолинейном канале с забором воздуха из атмосферы удастся проследить нестационарные эффекты.

ЛИТЕРАТУРА

1. Баскин В. Э., Каплан В. С. Об обращении движения при нестационарном обтекании тела вязкой несжимаемой жидкостью // Труды ЦАГИ. — 1985. Вып. 2282.
2. Престон Д. Определение турбулентного поверхностного трения при помощи трубки Пито // «Механика» (сб. переводов). — 1955, № 6.
3. Charnay G., Matheiu J. Periodic flow in a wind tunnel produced by rotating shutters // Transactions of the ASME, Ser. D, N 2, 1976. (Русск. пер. «Теоретические основы инженерных расчетов», № 2, 1976.)