

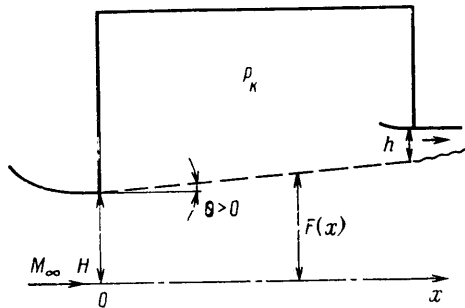
УДК 533.6.011.35

## ОДНОМЕРНОЕ ОКОЛОЗВУКОВОЕ ТЕЧЕНИЕ ГАЗА В АЭРОДИНАМИЧЕСКОЙ ТРУБЕ С ПЕРФОРИРОВАННЫМИ СТЕНКАМИ

НЕЙЛАНД В. М.

Перфорация стенок рабочей части аэродинамической трубы была изобретена советскими учеными около 40 лет тому назад как способ, позволяющий вести испытания моделей при числах  $M \sim 1$ . За это время появилось много работ, посвященных различным аспектам проблемы индукции границ потока (см. обзоры [1, 2]). Однако элементы теории функционирования рабочей части аэродинамической трубы при малых сверхзвуковых скоростях были изложены лишь в книге [3]. Со времени ее выхода накопились новые теоретические и экспериментальные материалы, которые дополняют и уточняют отдельные разделы этой книги. В данной работе в рамках одномерной теории с граничным условием Дарси исследовано течение невязкого газа в рабочей части аэродинамической трубы с перфорированными стенками при скорости потока, близкой к звуковой.

1. Рассмотрим околозвуковое течение газа в аэродинамической трубе с проницаемыми границами (фиг. 1). Стенки рабочей части могут отклоняться от горизонтали на малый угол  $\theta$ . Давление  $p_k$  в камере, окружающей рабочую часть, может несколько отличаться от среднего статического давления в потоке. В обоих случаях возникает перетекание газа через



Фиг. 1

стенки. Предположим, что давление  $p_k$  при таком массообмене не меняется (объем камеры давления достаточно велик и постоянство  $p_k$  обеспечивается специальными средствами, о которых будет сказано ниже).

При достаточном удлинении рабочей части течение всюду, кроме начала и конца рабочей части, будет близким к одномерному. Близость скорости набегающего потока к звуковой усугубляет эту тенденцию течения к одномерности. Действительно, из трансзвукового закона подобия Кармана следует, что размеры возмущенной зоны течения в продольном направлении  $b$  и в поперечном направлении  $l$  в трансзвуковом потоке связаны соотношением  $l/b \sim |M^2 - 1|^{-1/2}$ .

Из этого выражения видно, что в пределах горизонтальной полосы  $\Delta y \sim b$  изменение параметров потока в поперечном направлении будет много меньше их изменения в продольном направлении и течение в первом

приближении можно рассматривать как одномерное, даже если аэродинамическая труба имеет высоту рабочей части  $H \sim L$ , где  $L$  — длина рабочей части. Следующие приближения могут быть найдены итерационным путем, как это сделано в [4]. Для большинства задач, рассматриваемых ниже, будет достаточно одномерного приближения.

Одномерное течение газа в канале с проницаемыми стенками описывается системой уравнений

$$\frac{d}{dx} (\rho U F) = -\rho v \quad (1.1)$$

$$\frac{d}{dx} \left[ F \left( \frac{p}{\gamma M_\infty^2} + \rho U^2 \right) \right] = -\rho U v + \frac{p}{\gamma M_\infty^2} \frac{dF}{dx} \quad (1.2)$$

$$\frac{d}{dx} \left\{ \rho U F \left[ \frac{1}{(\gamma-1) M_\infty^2} \frac{p}{\rho} + \frac{U^2}{2} \right] \right\} = -\rho v \left[ \frac{1}{(\gamma-1) M_\infty^2} \frac{p}{\rho} + U^2 \right] \quad (1.3)$$

$$v = \frac{R}{\gamma M_\infty^2} (p - p_k) \quad (1.4)$$

где  $F(x)$  — полуширина канала,  $U, v$  — компоненты скорости,  $p$  — давление,  $\rho$  — плотность,  $\gamma$  — показатель адиабаты,  $R$  — параметр проницаемости,  $p_k$  — давление в камере.

В этой системе первые три уравнения есть, соответственно, законы сохранения массы, импульса и энергии. Уравнение (1.4) — это так называемый закон Дарси для течения газа через перфорированную поверхность, полученный экспериментальным путем. Согласно [5], при малых  $v$  параметр проницаемости  $R$  можно считать кусочно-постоянной функцией, меняющей значение в точке изменения знака  $v$ . Это связано с различием скоростных напоров вытекающего и вытекающего из рабочей части газа. Все параметры потока обезразмерены отнесением к соответствующим невозмущенным величинам, заданным на входе в канал, линейные размеры — отнесением к полуширине канала. В общем случае систему (1.1)–(1.4) необходимо дополнить условиями на разрывах. Однако в данной работе будем иметь дело с бескачковыми режимами. Приведем систему (1.1)–(1.4) к виду, удобному для численного интегрирования

$$\frac{dp}{dx} = \frac{\gamma p M^2}{F(M^2-1)} \left[ \frac{R(p_k-p)}{\gamma M_\infty^2 U} - \frac{dF}{dx} \right] \quad (1.5)$$

$$\frac{d\rho}{dx} = \frac{1}{M^2} \frac{dp}{dx} \quad (1.6)$$

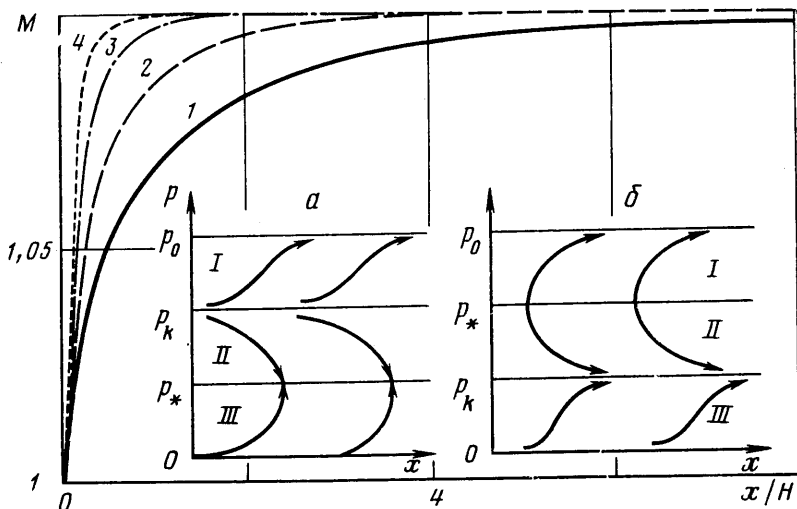
$$\frac{dU}{dx} = - \frac{1}{\gamma M_\infty^2 \rho U} \frac{dp}{dx} \quad (1.7)$$

Проанализируем первое уравнение написанной системы. Начнем со случая горизонтальных стенок ( $F = \text{const}$ ). Тогда (1.5) приобретает вид

$$\frac{dp}{dx} = \frac{p M^2 R (p_k - p)}{F(M^2 - 1) M_\infty^2 U} \quad (1.8)$$

Заменой переменной  $x' = Rx$  из (1.8) устраняется зависимость решения от проницаемости стенок  $R$ , и пересчет с одной проницаемости на другую осуществляется простым растяжением или сжатием оси  $x$ .

На фиг. 2, а и б схематично показано поведение интегральных кривых уравнения (1.8) для случаев  $p_k > p_*$  и  $p_k < p_*$  соответственно ( $p_*$  — критическое давление, при котором достигается скорость звука). Для построения этих кривых достаточно сведений о знаке и нулях производной  $p'$ , так как параметры  $U(x)$ ,  $M(x)$ ,  $p(x)$  нигде не обращаются ни в ноль, ни в бесконечность. Например, на фиг. 2, а в областях I и III  $p' > 0$ , в об-



Фиг. 2

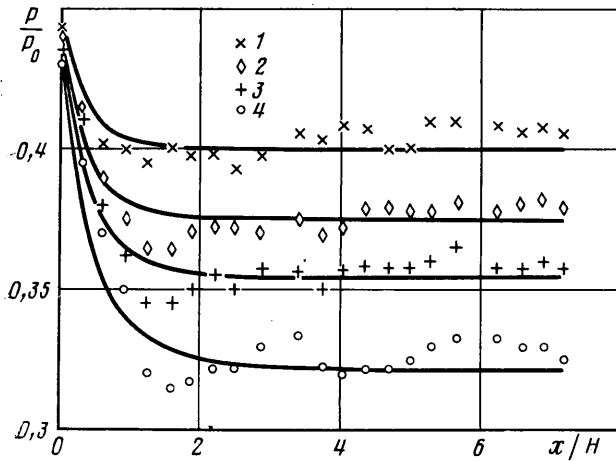
ласти II  $p' < 0$ , на границах этих областей при  $p = p_*$  производная неограниченно растет, при  $p = p_k$  обращается в нуль, а при  $p \rightarrow p_0$  стремится к ограниченной величине. В областях I и II течение дозвуковое, в области III — сверхзвуковое. Видно (фиг. 2, а), что дозвуковой поток в проициаемых границах неустойчив. При случайном отклонении  $p$  от  $p_k$  происходит либо торможение до нулевой скорости, либо разгон до  $M=1$ . Действительно, пусть в каком-либо сечении трубы  $p$  стало больше  $p_k$ . Возникает вытекание газа из рабочей части, дозвуковой поток затормозится, давление в нем возрастает, вытекание усилится и так до полного торможения (напомним, что давление  $p_k$  поддерживается постоянным). Аналогично при случайном отклонении  $p < p_k$  газ втекает в рабочую часть, поджимает дозвуковой поток, течение ускоряется, давление в нем падает, что вызывает еще более интенсивное втекание газа в рабочую часть, и так до звуковой скорости.

Сверхзвуковая ветвь на фиг. 2, а также неустойчива. Это соответствует тому, что при  $p < p_k$  происходит втекание газа из камеры в рабочую часть и торможение сверхзвукового течения до звуковой скорости.

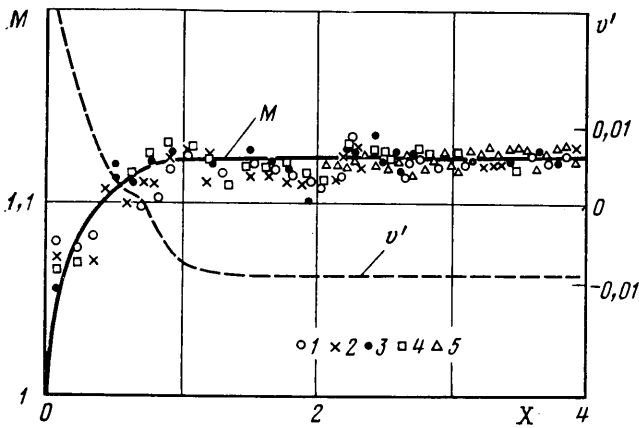
При давлении в камере  $p_k$  меньше критического ( $p_k < p_*$ , фиг. 2, б), дозвуковой поток по-прежнему неустойчив и стремится затормозиться до нулевой скорости. Сверхзвуковой поток стремится занять единственное устойчивое состояние с давлением  $p = p_k$ . Действительно, пусть давление в потоке  $p_k < p < p_*$ . Газ из рабочей части вытекает и вызывает разгон сверхзвукового потока, который продолжается до тех пор, пока давление в потоке не сравняется с  $p_k$ . При  $p < p_k < p_*$  газ из камеры поступает в рабочую часть и тормозит сверхзвуковой поток до давления, равного давлению в камере  $p_k$ .

Наклон интегральных кривых фиг. 2, а и б пропорционален проницаемости стенок  $R$  в каждой их точке.

Обычно в аэродинамической трубе постоянство давления обеспечивается большим объемом камеры давления и эжектированием газа через щель шириной  $h$  (фиг. 1) в конце камеры давления. При этом для дозвукового потока из всех интегральных кривых фиг. 2, а остается линия  $p(x) = \text{const} = p_k$ , поскольку любые отклонения давления от этого состояния приведут к массообмену между потоком и камерой через щель и перфорацию и к выравниванию давлений. Из всех режимов фиг. 2, б практический интерес представляет разгон звукового потока до малой сверхзвуковой скорости. Этот эффект используется в аэродинамических трубах для получения малых сверхзвуковых скоростей с помощью дозвукового сопла



Фиг. 3



Фиг. 4

13]. Необходимый перепад давления  $p_* - p_k$  достигается за счет эжектирования газа из камеры давления сверхзвуковым потоком рабочей части, а начальный участок перфорированной границы работает как расходное сопло.

2. На фиг. 2 представлены результаты расчетов, полученных интегрированием системы (1.1)–(1.4) для случая разгона звукового потока до заданной сверхзвуковой скорости при  $F = \text{const}$ . Кривые 1–4 соответствуют перфорации стенок  $f = 2,7; 5,8; 11$  и  $24\%$ , что в свою очередь, согласно [5], соответствует параметрам проницаемости  $R = 0,1; 0,25; 0,6$  и  $1,2$ . Типичное расположение модели в трубе  $3 \leq x/H \leq 4$ . Видно, что чем меньше проницаемость, тем более плавно происходит разгон, однако удлиняется зона неравномерности поля скоростей, за пределами которой можно располагать модель.

Очевидно, что плавность разгона обеспечивает отсутствие таких нежелательных явлений, как перерасширение потока в течении типа волны Праудтля – Майера и связанными с ним возмущениями. Эти возмущения, последовательно отражаясь от стенок трубы, нарушают однородность поля потока. Например, на фиг. 3 представлен разгон потока в трубе с 50%-ной перфорацией стенок [3]. Кривые 1–4 соответствуют числам  $M = 1,22; 1,27; 1,31$  и  $1,38$ . Видно, что разгон сопровождается волнообразными колебаниями, вызванными перерасширением потока в начальном сечении. Сравне-

ние с расчетом по одномерной теории при  $R=1,25$  и  $F=\text{const}$  показывает, что среднее значение давления она определяет хорошо. Для описания явлений, связанных с косыми скачками уплотнения и волнами разрежения, необходимо строить следующие приближения, учитывающие неоднородность потока.

3. Осталось рассмотреть предельный случай  $p \rightarrow p_k = p_*$ . Раскрывая неопределенность в (1.8), получим

$$\frac{dp}{dx} = \frac{\gamma}{\gamma+1} R \geq 0$$

Видно, что течение абсолютно неустойчиво, за исключением случая  $R=0$  (непроницаемые границы). Звуковой поток в трубе с горизонтальными проницаемыми стенками при постоянном давлении  $p_k$  невозможен, он обязательно затормозится до дозвуковой скорости. Физически это происходит из описанного выше процесса торможения дозвукового потока при отклонении  $p > p_k$ . Дело в том, что давление в потоке всегда пульсирует, отклоняясь от заданного в обе стороны. Отклонение давления от звуковой величины в сторону уменьшения делает поток сверхзвуковым, так что  $\Delta p$  компенсируется втеканием газа в рабочую часть и торможением потока, что и возвращает давление к  $p = p_k$ . Отклонение давления от  $p_k$  в сторону увеличения делает поток дозвуковым, в котором процесс торможения неустойчив.

Для повышения экономичности трубы в [3] рассмотрено отклонение стенок на небольшой угол  $\theta > 0$ . В этом случае площадь сечения рабочей части  $F(x) = 1 + \theta x$  и из (5) при  $M \approx M_\infty \rightarrow 1$

$$\frac{dp}{dx} = \frac{1}{M_\infty^2 - 1} \left( p_k - \frac{\gamma \theta}{R} - p \right)$$

Из последнего выражения видно, что разведение стенок на угол  $\theta$  при  $M_\infty \rightarrow 1$  эквивалентно переходу к некоему эффективному давлению в камере  $p_{ke} = p_k - \gamma \theta / R$ . При этом поток, звуковой на входе в рабочую часть, разгоняется до некоторой сверхзвуковой скорости и тем самым приобретает определенный запас устойчивости против случайных колебаний давления в сторону торможения. Если при этом параметр набегающего потока в эксперименте определяют по отношению  $p_k/p_0$ , где  $p_0$  — давление в форкамере, возникает ошибка в определении числа  $M$  на величину  $\Delta M = (\gamma + 1) \theta / 2R$ . Например, для 18%-ной перфорации  $R=2,5$  и ошибка при  $\theta=1^\circ$  составляет около 0,008. Этот эффект необходимо учитывать при определении параметров набегающего потока.

Пример расчета течения в трубе с наклоном  $\theta=0,5^\circ$  и 4%-ной перфорацией представлен на фиг. 4 (сплошная и штриховая линии). На начальном участке рабочей части происходит разгон потока как за счет втекания газа из рабочей части, так и за счет геометрического расширения сечения трубы. На расстоянии около одного калибра давление в потоке падает до уровня давления в наружной камере, после чего дальнейшее расширение сечения трубы почти полностью компенсируется втеканием газа из камеры давления. Начиная с этого сечения наблюдается течение с очень малым градиентом скорости. Комбинируя наклон стенок и проницаемость, можно добиться безградиентного поля, необходимого для качественного проведения испытаний моделей. Расчеты проводились при значениях параметра проницаемости  $R=0,3$  на участке  $v' > 0$  и  $R=1,5$  при  $v' < 0$  ( $v' = v/u_\infty$ ,  $X = x/H$ ).

На этой же фигуре представлено сравнение с экспериментом, проведенным автором в аэродинамической трубе квадратного сечения с четырехсторонней перфорацией стенок. Труба имеет удлинение 2,7, испытания проводились при  $Re_H \sim 2 \cdot 10^7$ . В ходе эксперимента измерялось давле-

ние по стенкам и на оси трубы (с помощью зонда) при изменении угла наклона стенок  $\theta$  и перфорации  $f$ . Малое различие между данными, полученными на различных стенках (точки 1—4 — верхняя, нижняя, левая и правая) и на оси трубы (точки 5), указывает на близость течения к одномерному. Видно, что расчетные данные хорошо согласуются с экспериментальными.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. *Goethert B. H.* Transonic Wind Tunnel Testing. Oxford; London; New York; Paris: Pergamon Press, 1961. V. 18. 397 p.
2. Методика аэродинамического эксперимента при трансзвуковых скоростях. Ч. 1. (По материалам иностр. печати за 1969—1979 гг.) // Обзор ОНТИ ЦАГИ № 599. 1981. 92 с.
3. *Гродзовский Г. Л., Никольский А. А., Свищев Г. П., Таганов Г. И.* Сверхзвуковые течения газа в перфорированных границах. М.: Машиностроение, 1967. 143 с.
4. *Нейланд В. М.* Новый метод расчета трансзвуковых течений // VI Всесоюз. съезд. по теор. и прикл. механ. Ташкент, 24—30 сентября 1986 г. (Аннот. докл.). Ташкент, 1986. С. 480.
5. *Иванов А. И.* Экспериментальное исследование течения газа вблизи перфорированных стенок трансзвуковой аэродинамической трубы // Уч. зап. ЦАГИ. 1987. Т. 18. № 3. С. 131—135.

Москва

Поступила в редакцию  
26.VI.1987