

В. М. СОБИН, А. И. ЕРШОВ

## ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ И ГИДРАВЛИЧЕСКОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ ТУРБУЛЕНТНОГО ЗАКРУЧЕННОГО ПОТОКА В КОРОТКИХ ТРУБАХ

С целью интенсификации процессов тепло- и массообмена в гомогенных и гетерогенных средах созданы конструкции аппаратов, контактные элементы которых представляют собой короткие трубы со статическими закручивателями на входе в виде шнеков, скрученной ленты, тангенциальных щелей и т. д. [1—4]. Разработка их инженерного расчета и практическое применение сдерживаются сложностью гидродинамических условий. Структура турбулентного закрученного потока существенно отличается от осевого и влияет на распределение коэффициента вихревой вязкости и касательных напряжений. Имеющиеся в литературе сведения теоретического и экспериментального характера [5, 6] дают только качественное представление о закрученном потоке в длинных трубах. Многие же вопросы совсем не исследованы. В частности, отсутствуют данные по гидравлическому сопротивлению трения, входа и выхода. Здесь уместно отметить, что гидравлическое сопротивление входа и выхода длинных труб мало по сравнению с сопротивлением трения и обычно не принимается в расчет. Для коротких труб оно, наоборот, составляет основную долю.

Отличительные особенности закрученного течения можно установить и объяснить, зная закономерности распределения полей скорости и давлений по сечениям. Этой задаче и посвящена настоящая работа.

Нами проведено экспериментальное исследование полей скоростей и давлений турбулентного закрученного потока в коротких трубах с  $l/d=4$ .

Закрутка осуществлялась шестью тангенциальными щелями на входе. Их высота равнялась диаметру. Для получения более обобщенных зависимостей в опытах использовались трубы диаметром 30, 40 и 50 мм. Менялось также сечение входных щелей и отношение их суммарной площади  $F_{щ}$  к площади свободного сечения трубы  $F_m$  (критерий крутки потока) составляло  $n = \frac{F_{щ}}{F_m} = 1; 0,612; 0,383$ .

Газовой средой служил воздух, забираемый из помещения при комнатной температуре и продуваемый последовательно через исследуемую трубу, сепарационно-успокоительную камеру, воздуховоды, дроссельную диафрагму и газодувку. Опыты проводились при изменении  $Re$ , подсчитанного по средней осевой скорости, в пределах  $(3,33 \div 8,33) \cdot 10^4$ .

Особое внимание уделено разработке методики пневмометрических замеров, поскольку применение шарового зонда не представляется возможным из-за малых диаметров труб. Нами принят способ отдельных замеров пневмометрическими трубками типа «лебединой шеи». Для определения направления вектора полной скорости служил двухканальный

зонд-угломер со скосами под  $45^\circ$ , полного и статического давления — одноканальные зонды. Их наружный диаметр равнялся  $0,8$  мм, что позволяло фиксировать давление практически в точке.

Замеры осуществлялись в четырех сечениях по высоте трубы. Первое из них располагалось непосредственно за входными тангенциальными щелями, последующие — через интервалы длины, равные диаметру.

Ориентация зондов в потоке выполнялась с помощью специально разработанного координатника, имеющего на корпусе резьбу для крепления на исследуемых элементах. Координатник позволяет перемещать

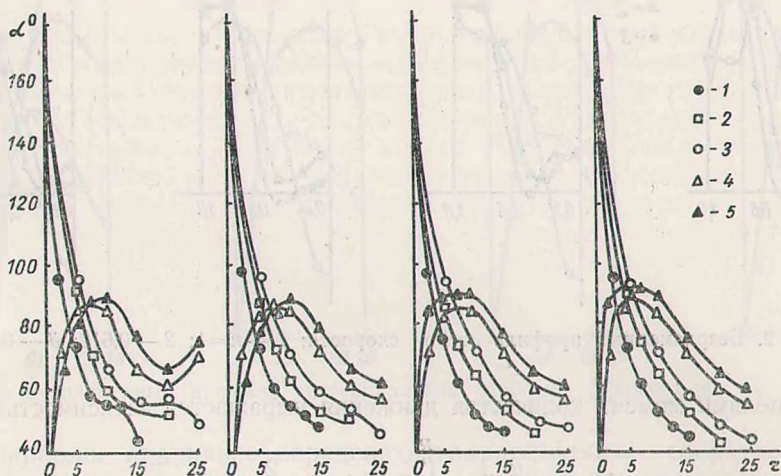


Рис. 1. Распределение углов наклона вектора полной скорости: 1—3 —  $n=1$ ; 4—0,612; 5 — 0,383

пневмометрические трубки вдоль и вокруг собственной оси с точностью соответственно  $0,01$  мм и  $0,5^\circ$ .

Придерживались следующей последовательности измерений. Вначале устанавливалось направление полной скорости в различных точках по радиусу путем вращения зонда-угломера вокруг оси до положения, когда показание подключенного дифманометра становилось нулевым. В этих же точках затем замерялись полное и статическое давления. Основные результаты представлены в виде опытных кривых (рис. 1—4).

На рис. 1 приведены графические зависимости, характеризующие изменение угла наклона полной скорости с вертикалью для трех диаметров труб и трех степеней закрутки  $n$ . Углы крутки не зависят от скорости, что указывает на автомодельность течения.

При различных значениях  $n$  в структуре потока наблюдаются существенные качественные изменения (рис. 2). При  $n=1$  зона обратных токов расположена на оси трубы. При  $n=0,383$  она располагается в виде узкого кольца на некотором расстоянии от оси. При  $n=0,612$  структура потока подобна предыдущей, но в узком кольце скорости еще имеют небольшие положительные значения. Здесь зона обратных токов фактически только намечается.

Средние тангенциальные скорости можно определить из закона сохранения момента количества движения. Если допустить, что на входе газ вращается по кольцу шириной, равной ширине щелей, с входной скоростью, то момент количества движения запишется так:

$$M = \frac{\omega_{вх}}{\pi(R^2 - R_1^2)} \int_{R_1}^R 2\pi r^2 dr, \quad (1)$$

где  $\omega_{\text{вх}}$  — скорость в щелях;  $R_1$  — внутренний радиус кольца.

Принимая, что  $R$  и  $R_1$  близки между собой, и учитывая отличие расчетной схемы от действительной, (1) запишем:

$$M = K\omega_{\text{вх}} \cdot R_{\text{ср}}, \quad (2)$$

$R_{\text{ср}}$  — средний радиус кольца;  $K$  — коэффициент, учитывающий отличие расчетной схемы от действительной.

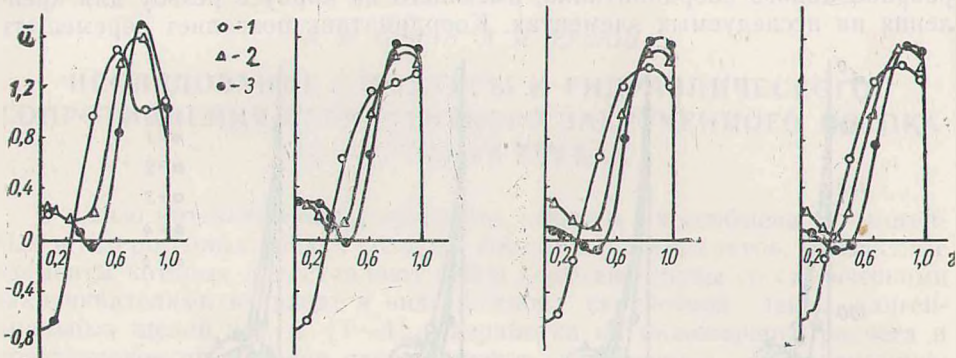


Рис. 2. Безразмерный профиль осевой скорости: 1 —  $n=1$ ; 2 — 0,612; 3 — 0,383

За щелями момент количества движения выражается зависимостью

$$M = \frac{\omega_{\text{ср}}}{\pi R^2} \int_0^R 2\pi r^2 dr = \frac{2}{3} \omega_{\text{ср}} R, \quad (3)$$

$\omega_{\text{ср}}$  — среднее значение тангенциальной скорости по сечению.

Приравняв (2) и (3), получим

$$\omega_{\text{ср}} = \frac{3K\omega_{\text{вх}}R_{\text{ср}}}{2R}. \quad (4)$$

Как показали расчеты, для всех трех диаметров и степеней закрутки  $n=1$  и  $n=0,612$  среднее значение  $K=1,31$ . Для  $n=0,383$   $K=0,91$ . Судя по графикам (рис. 1, 2), центральная зона обратных токов у оси практически не изменяется по длине трубы; для всех диаметров размер ее составляет  $0,24 R$ .

Средний радиус кольцевой зоны обратных токов равняется примерно  $0,4 R$ , а ширина —  $0,16 R$ . К выходу из трубы она несколько увеличивается.

Осевые скорости (рис. 2) как в зоне обратных токов, так и в направлении течения мало меняются по длине трубы. Некоторое отклонение наблюдается в первом сечении, где еще сказываются входные условия. С увеличением степени закрутки профиль осевой скорости заметно вытягивается у стенки.

На рис. 3 представлены безразмерные профили тангенциальной скорости, максимальное значение которой более чем в 2 раза превышает среднюю осевую скорость при  $n=1$ , а при  $n=0,612$  и  $0,383$  соответственно в 3 и 4 раза. На участке от оси до  $\sim 0,2 R$  тангенциальные скорости удовлетворяют закону вращения твердого тела. С увеличением степени закрутки потока максимум тангенциальной скорости смещается к стенке. Отчетливо заметно, что при  $n=1$  максимум располагается на расстоянии  $0,4 R$ , а при  $n=0,383$  — на расстоянии  $0,6 R$ .

Если в качестве масштаба для тангенциальной скорости взять максимальную тангенциальную скорость в каждом сечении, то все точки с небольшим разбросом ложатся на единую универсальную кривую (рис. 4), что указывает на наличие подобия закрученных потоков.

Расхождение экспериментальных и расчетных данных не превышает 5%.

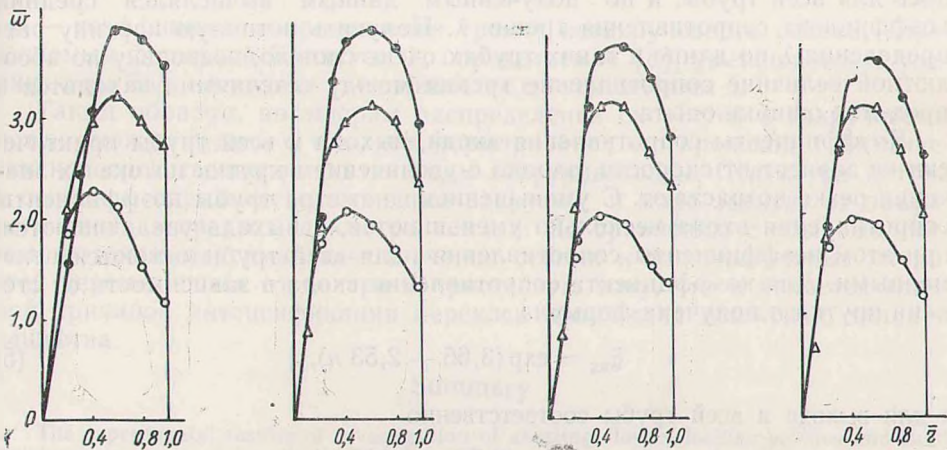


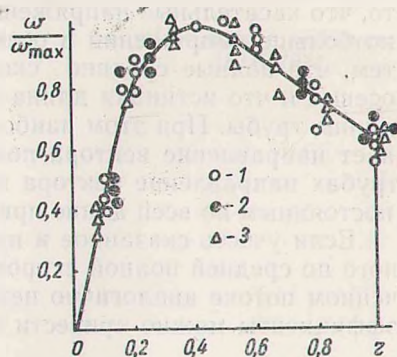
Рис. 3. Безразмерный профиль тангенциальной скорости. Обозначения см. на рис. 2

Наиболее правильно определять гидравлическое сопротивление по изменению полного, а не статического давления, как это сделано в работе [7]. Необходимо учитывать, что на начальном участке происходит обратимый переход потенциальной и кинетической энергий, связанный с развитием пограничного слоя.

Записав уравнение Бернулли для двух сечений трубы без учета радиальной составляющей скорости за ее малостью

$$\frac{P_1}{\rho} + \frac{u^2}{2} + \frac{\omega_1^2}{2} = \frac{P_2}{\rho} + \frac{u^2}{2} + \frac{\omega_2^2}{2} + \Delta P,$$

Рис. 4. Универсальный безразмерный профиль тангенциальной скорости ( $\omega_{\max}$  — максимальное значение тангенциальной скорости в каждом сечении,  $n=1$ ): 1 —  $d=50$ ; 2 — 40; 3 — 30



убеждаемся, что при определении гидравлического сопротивления по статическому давлению полностью исключаются потери, связанные с затуханием тангенциальной скорости. Здесь  $P_1$  и  $P_2$  — статическое давление соответственно в первом и во втором сечениях;  $u$  — осевая скорость;  $\omega_1$  и  $\omega_2$  — тангенциальная скорость в первом и во втором сечениях;  $\Delta P$  — потери давления.

Гидравлическое сопротивление определялось по изменению среднего полного давления, полученного численным интегрированием экспериментальных данных, в каждом сечении. По вычисленному таким образом среднему полному давлению в первом сечении установлено сопротивление входа, по изменению полного давления в конце и за выходным сечением трубы — сопротивление выхода. Сопротивление трения определялось для всей трубы, и по полученным данным вычислялся средний коэффициент сопротивления трения  $\lambda$ . Получить истинную картину распределения  $\lambda$  по длине в таких трубах очень сложно, поскольку по абсолютной величине сопротивление трения между сечениями находится в пределах ошибки опыта.

Коэффициенты сопротивления входа, выхода и всей трубы практически не зависят от скорости, однако с увеличением крутки потока их значения резко возрастают. С уменьшением диаметра трубы коэффициенты сопротивления входа несколько уменьшаются, а выхода увеличиваются, при этом коэффициенты сопротивления для всей трубы остаются неизменными. Для коэффициента сопротивления входа в зависимости от степени крутки  $n$  получена формула

$$\xi_{\text{вх}} = \exp(3,66 - 2,53 n), \quad (5)$$

а для выхода и всей трубы соответственно

$$\xi_{\text{вых}} = \exp(2,76 - 1,865 n), \quad (6)$$

$$\xi = \exp(4,23 - 2,345 n). \quad (7)$$

Дополнительная серия опытов показала, что в интервале длин труб (1—8)  $l/d$  сопротивление практически не меняется. Это можно объяснить следующим образом: при уменьшении длины трубы одновременно с уменьшением сопротивления трения увеличивается сопротивление выхода и наоборот. Эти два эффекта и компенсируют друг друга.

Если коэффициент сопротивления трения  $\lambda$  вычислять по средней осевой скорости, то его значение в зависимости от степени крутки отличается от соответствующего значения для незакрученного потока в 5—20 раз. Последнее согласуется с данными работы [6]. Этот факт указывает на то, что касательные напряжения трения в закрученном потоке значительно больше напряжений в осевом. Такое противоречие можно объяснить тем, что полные средние скорости в закрученном потоке превосходят осевые и что истинная длина линий тока закрученного потока больше длины трубы. При этом наибольшее влияние на характер течения оказывает направление вектора полной скорости вблизи стенки. В коротких трубах направление вектора полной скорости у стенки можно считать постоянным по всей длине при неизменной степени крутки.

Если учесть сказанное и предположить, что изменение  $\lambda$ , подсчитанного по средней полной скорости, на начальном участке трубы в закрученном потоке аналогично незакрученному при тех же скоростях, то коэффициенты можно привести в соответствие, записав

$$\lambda = K_T \cdot K_2 \cdot f(l/d) \lambda_{\text{ос}}, \quad (8)$$

где  $K_1$  — поправка, связанная с увеличением длины линий тока закрученного потока вблизи стенки, равная для  $n=1; 0,612; 0,383$  соответственно 1,41; 1,9; 2,14;  $K_2$  — поправка, связанная с некоторым увеличением трения в закрученном потоке в связи с тем, что максимум полной скорости располагается ближе к пристенной зоне, равная 1,1;  $f(l/d)$  —

поправка на начальный участок, связанная с развитием пограничного слоя.

По данным работы [8], поправка  $f(l/d)$  слабо зависит от  $Re$  и для исследуемого диапазона ее можно представить в виде

$$f(l/d) = 2,32(l/d)^{-0,26} \quad (9)$$

$\lambda_{ос}$  — коэффициент сопротивления трения незакрученного потока, определяемый формулой Блазиуса.  $\lambda$ , определяемое [8], уменьшается с увеличением  $Re$  и несколько увеличивается с уменьшением  $n$ .

Таким образом, по эюграм распределения скоростей в закрученном потоке можно судить о том, что формирование его происходит фактически непосредственно за статическим закручивателем. Структура потока в основном определяется степенью закрутки и мало зависит от объемного расхода среды и диаметра канала. По сравнению с обычным осевым потоком максимальные значения осевых и тангенциальных скоростей перемещаются от центра в пристенную зону, что и является главной причиной интенсификации переноса количества движения, тепла и вещества.

### Summary

The experimental results of investigation of swirling flow velocities profiles and fluid resistance in ducts of length  $l/d=4$  are given here. The profiles of axial and tangential velocities and the dependence of resistance coefficients of entry, exit, friction are received.

### Литература

1. Normann W. S. Пат. ФРГ № 1024488, 1958.
2. Ершов А. И., Плехов И. М. Авт. свид. СССР № 182108. Бюлл. изобр., № 11, 1966.
3. Николаев Н. А., Жаворонков Н. М. Авт. свид. СССР № 190345. Бюлл. изобр., № 24, 1966.
4. Ершов А. И., Плехов И. М. и др. Авт. свид. СССР № 257439. Бюлл. изобр., № 36, 1969.
5. Рочино, Лэвэн. Тр. Амср. общ. инж.-мех., Прикладная механика, № 3, 1969.
6. Nissan A., Veason V. A. I.Ch.J., 7, № 4, 1961.
7. Алимов Р. З. ИФЖ, 10, № 4, 1966.
8. Сидоров Э. А. ИФЖ, 11, № 6, 1959.

Белорусский технологический институт  
им. С. М. Кирова

Поступило в редакцию  
21.IV 1971