

СОПРОТИВЛЕНИЕ ТРЕНИЯ И ПОТЕРИ ЭНЕРГИИ ПРИ ТУРБУЛЕНТНОМ ПУЛЬСИРУЮЩЕМ ТЕЧЕНИИ В ТРУБЕ

В. И. БУКРЕЕВ, В. М. ШАХИН

(Новосибирск)

По результатам экспериментального исследования кинематической структуры и касательных напряжений на стенке выполнен анализ переменных во времени сопротивления трения и потерь механической энергии при турбулентном пульсирующем течении в круглой трубе. Обсуждается вопрос о применимости так называемого квазистационарного подхода для расчета трения и диссипативных потерь при неустановившемся течении.

Рассматривается однородное по длине неустановившееся турбулентное течение несжимаемой жидкости в круглой трубе с гидравлически гладкими стенками в случае изменения расхода Q по закону $Q=Q_0(1+\beta \sin \omega t)$.

Здесь Q_0 — постоянный расход, β и ω — относительная амплитуда и круговая частота колебаний расхода, t — время. Течение характеризуется тремя независимыми безразмерными параметрами, в качестве которых ниже используются величины $Re_0=4Q_0/\pi D\nu$, $\omega_0=\omega D^2/\nu$ и β (D — диаметр трубы, ν — коэффициент кинематической вязкости).

В связи с несовершенством современных теорий турбулентности и сложностью экспериментального исследования турбулентных неустановившихся течений (в частности, из-за большого числа определяющих параметров) в литературе можно найти лишь ограниченные и во многих отношениях противоречивые сведения о кинематической структуре, силах сопротивления и потерях механической энергии в таких течениях. Из ранее выполненных исследований в этой области особо отметим работы [1–5].

Авторами данной работы для ряда значений определяющих параметров и при различных фазах колебаний расхода $\varphi=\omega t$ были экспериментально получены распределения по радиусу трубы осредненных скоростей и четырех (отличных от нуля) компонент тензора рейнольдсовых напряжений в рассматриваемом течении. Это позволило оценить величину различных членов интегральных уравнений количества движения и энергии

$$(1) \quad \rho \frac{dV}{dt} = - \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{2}{R} \tau_0$$

$$(2) \quad 2\pi\rho \frac{d}{dt} \int_0^R \left(\frac{u^2}{2} + e \right) r dr = -Q \frac{\partial p}{\partial x} - N$$

В этих уравнениях, вывод которых можно найти в [5], u — локальная осредненная скорость, p — осредненное давление, e — энергия турбулентных флуктуаций скорости, ρ — плотность, $V=4Q/\pi D^2$, $R=D/2$, τ_0 — касательное напряжение на стенке, N — потери механической энергии в единицу времени на участке трубы единичной длины. Используется цилиндрическая система координат x, r, θ (ось x направлена по оси трубы вниз по потоку).

Сопротивление трения и потери энергии удобно характеризовать коэффициентами $\lambda=8\tau_0/\rho V^2$ и $\lambda_1=8N/\pi\rho DV^3$. Из уравнений (1) и (2) следует, что $\lambda_1=\lambda$ лишь при установившемся движении, когда $2\tau_0/R=N/Q$.

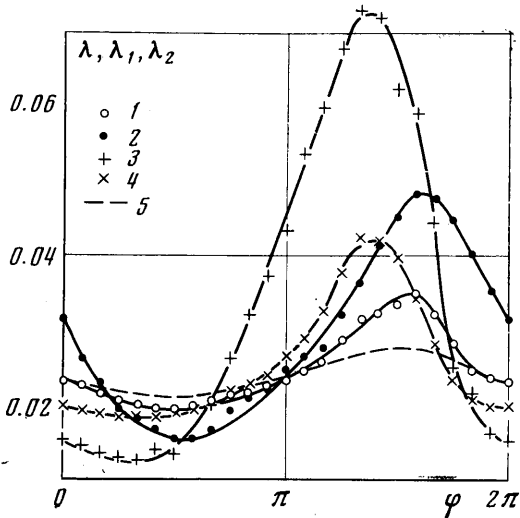
Измерения выполнялись в воздушном потоке в трубе с внутренним диаметром 80 мм на расстоянии от входа $x/D=70$. Локальные числа Маха в опытах не превышали 0,05, так что влияние сжимаемости воздуха на те определяемые характеристики течения можно было не учитывать. Транзитный поток с расходом Q_0 подавался из магистрали высокого давления, а синусоидальные колебания расхода создавались поршнем.

Для измерения скорости применялась термоанемометрическая аппаратура фирмы DISA. Методика определения осредненной скорости и интенсивностей флуктуаций различных компонент скорости была в основном стандартной. Ее особенности были связаны лишь с тем, что при анализе нестационарных случайных процессов нельзя применять обычное осреднение по времени. В данных исследованиях существенно использовался периодический характер изменения расхода, и осреднение выполнялось по множеству отсчетов мгновенных значений сигнала термоанометра, взятых в ходе непрерывной работы экспериментальной установки с ин-

тервалом времени, кратным периоду колебаний расхода. При этом использовался многоканальный анализатор KVT-250 французской фирмы SRC и ЭВМ.

В большинстве ранее выполненных аналогичных экспериментальных исследований касательное напряжение на стенке τ_0 не измерялось, а находилось из уравнения (1) по измеренным dQ/dt и $\partial p/\partial x$. Этот метод может привести к очень большим погрешностям (вплоть до неправильной оценки знака τ_0), поскольку уже при сравнительно низких частотах величина $-\partial p/\partial x$ мало отличается от $\rho dV/dt$, и τ_0 вычисляется по разности близких величин. В данной работе τ_0 измерялось непосредственно методом [6]. Некоторые дополнительные сведения о методике этих исследований, в частности о погрешности измерений, можно найти в [7].

На фигуре приведена зависимость коэффициентов λ и λ_1 от φ (кривые 1, 3 и 2, 4 соответственно) при значениях $Re_0=3.2 \cdot 10^3$, $\beta=0.5$. Для кривых 1, 3 параметр $\omega_0=2.74 \cdot 10^3$, для 2, 4 $\omega_0=2.74 \cdot 10^4$. Для оценки N использовалось уравнение (2), в котором $\partial p/\partial x$ определялось с помощью уравнения (1). Пунктирной линией показаны значения коэффициента $\lambda_2(\varphi)$, вычисленного в предположении о «квазистационарном» характере движения, когда неустановившееся течение рассматривается как последовательная смена во времени установившихся режимов с текущими числами Рейнольдса $Re=4Q/\pi Dv$. При этом коэффициенты λ и λ_1 не отличаются друг от друга и для них используется одна из формул, полученных в условиях установившегося движения. Заметим, что кривая λ_2 на фигуре (кривая 5) соответствует формуле Блазиуса $\lambda_2=0.3164/Re^{0.25}$, справедливость которой для установившихся режимов на данной установке была подтверждена специальными опытами.



Данные, приведенные на фигуре, показывают, что предположение о квазистационарном характере течения при расчетах коэффициентов λ и λ_1 плохо согласуется с экспериментом уже при сравнительно низких частотах колебаний расхода (значению параметра $\omega_0=2.74 \cdot 10^3$ соответствовала в опытах частота $\omega/2\pi=1$ гц).

В тех случаях, когда интерес представляют лишь трение и потери, осредненные за период колебаний расхода, диапазон применимости квазистационарного подхода оказывается значительно более широким.

Ниже приведены осредненные за период трение $\langle \tau_0 \rangle$ и потери $\langle N \rangle$ в виде отношений к трению τ^0 и потерям N^0 при установившемся движении с расходом Q_0 , а также в виде отношений к величинам τ_1 и N_1 , найденным в предположении о квазистационарном характере течения и осредненным за период колебаний расхода.

ω_0	$\langle \tau_0 \rangle / \tau^0$	$\langle \tau_0 \rangle / \tau_1$	$\langle N \rangle / N^0$	$\langle N \rangle / N_1$
$2.74 \cdot 10^3$	1.13	0.99	1.23	0.97
$2.74 \cdot 10^4$	1.05	0.96	1.15	0.91

Здесь значения параметров Re_0 и β те же, что на фигуре, $\tau^0=0.013$ кгс/м², $N^0=0.020$ кгс/сек. Видно, в частности, что в исследованном диапазоне определяющих параметров величины $\langle \tau_0 \rangle$ и $\langle N \rangle$ без большой погрешности можно оценивать в предположении о том, что расход является постоянным и равным Q .

В заключение отметим, что приведенные выше выводы о применимости квазистационарного подхода согласуются также с результатами расчетов на основе математической модели турбулентного неустановившегося течения в трубе, предложенной в работе [5].

Авторы благодарят О. Ф. Васильева, по инициативе и при поддержке которого выполнена эта работа, а также Е. М. Романова, В. В. Зыкова и П. А. Дрожжина за большой вклад в создание экспериментальной установки и аппаратное обеспечение исследований.

Поступила 2 III 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. Daily J. W., Hankey W. L., Olive R. W., Jordaan J. M. Resistance coefficients for accelerated and decelerated flows through smooth tubes and orifices. Trans. ASME, 1956, vol. 78, No. 5.
2. Денисов С. В. О коэффициенте трения в нестационарных течениях. Инж.-физ. ж., 1970, т. 18, № 1.
3. Марков С. Б. Экспериментальное исследование скоростной структуры и гидравлических сопротивлений в неустановившихся напорных турбулентных потоках. Изв. АН СССР, МЖГ, 1973, № 2.
4. Mizushima Tokuro, Maruyama Toshiro, Shiozaki Yasumi. Pulsating turbulent flow in a tube. J. Chem. Engng. Japan, 1973, vol. 6, No. 6.
5. Васильев О. Ф., Квон В. И. Неустановившееся турбулентное течение в трубе. ПМТФ, 1971, № 6.
6. Bradshaw P., Gregory N. The determination of local turbulent skin friction from observations. Aero. Res. Coun. in the viscous sub-layer. London, Rept. Mem., 1961, 3202.
7. Букреев В. И., Шагин В. М. Экспериментальное исследование энергии турбулентности при неустановившемся течении в трубе. В сб. «Математические вопросы механики», Новосибирск, 1975 (Динамика сплошной среды, вып. 22).

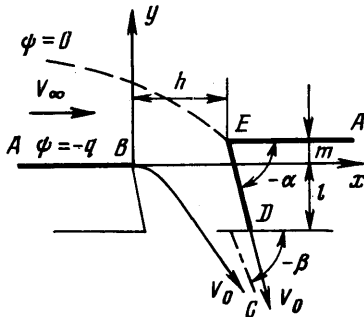
УДК 532.522

БЕЗВИХРЕВОЕ ИСТЕЧЕНИЕ ЖИДКОСТИ ИЗ ПОТОКА ЧЕРЕЗ БОКОВОЕ ОТВЕРСТИЕ КОНЕЧНОЙ ГЛУБИНЫ

Е. Н. БОГОМОЛОВ

(Рыбинск)

Построен алгоритм численного определения параметров течения и коэффициента сжатия струи при безвихревом боковом истечении жидкости из полуограниченного потока через насадок конечной глубины, расположенный под произвольным углом к направлению движения основного потока. Решение ищется на основании метода Н. Е. Жуковского с применением формулы Шварца - Кристоффеля. Приведены результаты вычислений для насадка, расположенного под углом $\alpha = \pi/2 \pm \Delta\alpha$ при $\Delta\alpha = \pi/6$.



Фиг. 1

Для бокового истечения через отверстие конечной глубины характерно последовательное изменение режима истечения по мере увеличения отношения величины скорости в основном потоке V_∞ к величине скорости на свободной границе струи V_0 [1]. При малых значениях V_∞/V_0 истечение носит безударный характер (уходящая струя не касается стенок отверстия); затем возникает «кризисное» истечение с замкнутой вихревой зоной внутри отверстия, сопровождающееся резким падением коэффициента расхода; наконец, течение переходит в режим истечения с образованием вихревой зоны в основном потоке вблизи задней входной кромки отверстия. Условием перехода к последнему режиму является попадание точки ветвления линии тока на заднюю входную кромку отверстия (фиг. 1). Известны решения плоской гидродинамической задачи, соответствующей этому условию, для щелевого отверстия, расположенного по отношению к направлению движения основного потока под углом $\alpha = \pi/2$ [1] и $\alpha = \pi/3$ [2]. В этих решениях конечные результаты представлены в элементарных функциях. При построении общего решения конечные формулы целесообразно представлять в виде интегралов, подлежащих численному определению.

Рассмотрим общий случай задачи согласно схеме, изображенной на фиг. 1. На основании метода Н. Е. Жуковского с применением формулы Шварца - Кристоффеля для параметров течения получено [1]

$$(1) \quad W = A_1 \int (t+a)^{-2} (t-c)^{-1} dt + A_2 = -\frac{q}{\pi} (a+c)^2 \left(\frac{1}{t+a} + \frac{1}{a+c} \ln \frac{t-c}{t+a} \right)$$

$$(2) \quad \zeta = B_1 \int (t-1)^{-1/2} t^{-1/2} dt + B_2 = 2\sigma \ln(\sqrt{t} + \sqrt{t-1}) - i\alpha$$