

ГИДРАВЛИКА

М. Г. БАРСЕГЯН

О КОЭФФИЦИЕНТЕ СОПРОТИВЛЕНИЯ ТРЕНИЯ ПРИ
НЕУСТАНОВИВШЕМСЯ ДВИЖЕНИИ В ТРУБАХ

Исследование турбулентного режима неустановившегося движения жидкости связано с большими трудностями и по этой причине изучен недостаточно. В этой области имеются немногочисленные работы, которые решают лишь частные вопросы. Общее решение вопроса о потерях энергии при турбулентном режиме движения до настоящего времени не существует.

Настоящая статья также является частным решением этой задачи — в ней сделана попытка экспериментальным путем определить величину коэффициента сопротивления трения неустановившегося ускоренного движения жидкости $\lambda_{н\ddot{}}$ для случая, когда в начальный момент жидкость находится в покое, а разность давлений постоянна.

Для этой цели проведено несколько серий опытов с разными диаметрами труб. В качестве жидкости использована вода, движение которой происходило в следующих условиях: жесткая труба наполнена водой, находящейся в равновесии, мгновенно открывая конец трубы, создается ускоренное движение, которое через некоторое время практически устанавливается. Напор в течении всего опыта остается постоянным. Во время опыта измеряются объемы $W_{0н}$ за короткий промежуток времени t , соответствующие ускоренному движению. Для каждого опыта измеряется расход установившегося движения Q , с помощью которого определяются кинематические величины установившегося движения.

Для сравнения имеющихся действительных объемов неустановившегося потока $W_{н}$ с расчетными объемами W_p , когда потери учитывают по формулам установившегося движения, надо определить расчетный объем W_p .

Элементарный объем, вытекающий в промежутке времени dt , будет

$$dW_p = v \omega dt, \quad (1)$$

Здесь

$$v = v_0 \frac{e^{at} - 1}{e^{at} + 1}, \quad (2)$$

где ω — площадь живого сечения трубы; v_y — средняя скорость по живому сечению установившегося движения; τ — параметр, имеющий размерность времени, определяемый по формуле [2]:

$$\tau = \frac{l v_y}{2gH} \quad \text{или} \quad \tau = \frac{l}{v_y (1 + \zeta_c)}, \quad (3)$$

(l — длина трубы, H — напор, ζ_c — коэффициент сопротивления системы).

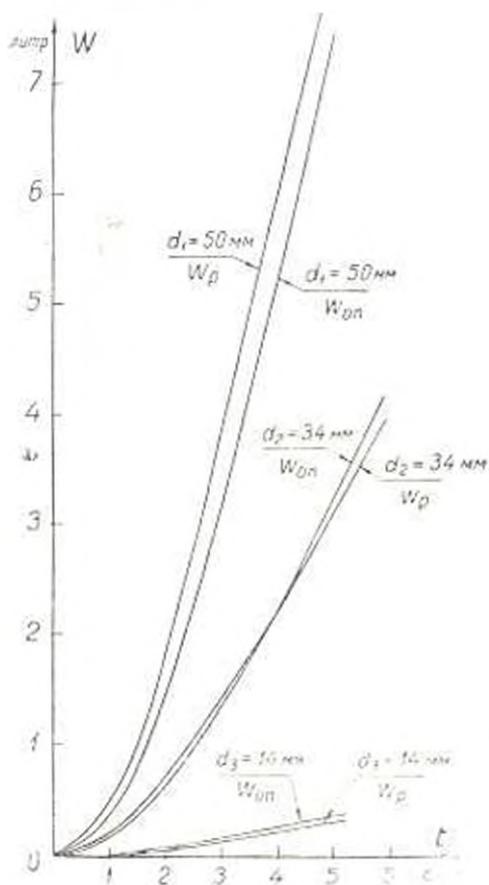


Рис. 1.

Интегрируя (1) с использованием (2) в интервале $[0, t]$, получим

$$W_p = \omega v_y k, \quad (4)$$

где

$$k = \ln \frac{(e^{t/\tau} + 1)^2}{4e^{t/\tau}}$$

Опыты проводились для трех диаметров: $d = 50; 34; 14$ мм. По имеющимся значениям фактических и расчетных объемов построены кривые зависимостей $W_p = W_p(t)$ и $W_{0n} = W_{0n}(t)$ для вышеуказанных диаметров (рис. 1.) Серия опытов при $d = 50$ мм показывает, что все

фактические точки находятся ниже расчетной кривой, т. е. $W_{\text{фак}} < W_p$. Измеренные точки для второго и третьего диаметров располагаются следующим образом: до некоторого значения времени t фактические объемы находятся ниже расчетной кривой, т. е. $W_{\text{фак}} < W_p$, после чего $W_{\text{фак}}$ становится больше расчетного объема W_p ; при этом с уменьшением диаметра пересечение расчетных и опытных кривых происходит раньше.

Объемы и время выразим через безразмерные величины. Произведение $W_p \tau$ имеет постоянное значение для каждого опыта, обозначая его через A , для параметра k получим:

$$k = W_p / A. \quad (5)$$

Поступая аналогичным образом, будем иметь:

$$x = W_{\text{фак}} / A. \quad (6)$$

По подсчитанным значениям k и x построены графики зависимости $k = k(t/\tau)$ и $x = x(t/\tau)$ (рис. 2). Расчетная кривая $k(t/\tau)$ является общей

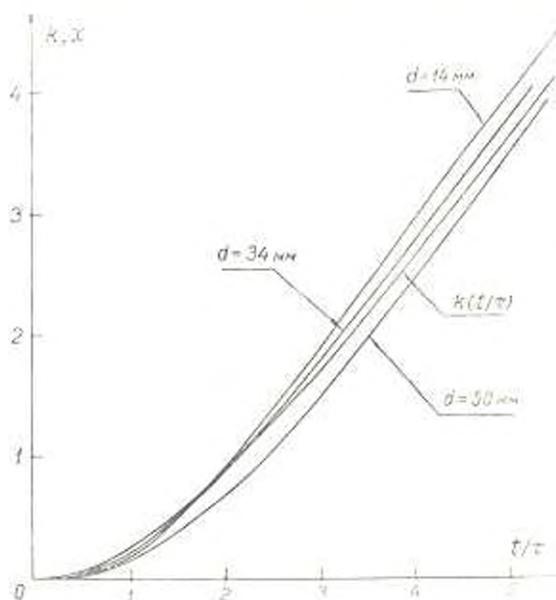


Рис. 2.

для всех диаметров, а фактические кривые располагаются вокруг нее, составляя семейство кривых. По критерию Рейнольдса все опыты проведены в области гидравлически гладких труб (в первое мгновение — движение ламинарное).

Из вышесказанного следовало бы сделать вывод об уменьшении потерь энергии при меньших диаметрах по сравнению с потерями соответствующего установившегося движения. Однако, такой вывод был бы неверным, поскольку сравниваются объемы неидентичных режимов движения. Отклонение от расчетной кривой, по-видимому, можно объ-

яснить тем, что при меньших диаметрах ламинарность длится дольше, и, несмотря на увеличение числа Рейнольдса (большого его критического значения), режим движения продолжает оставаться ламинарным. А при ламинарном режиме движения, как известно [1], потери энергии больше, чем при соответствующем установившемся движении.

Величину коэффициента $\lambda_{\text{из}}$ определяем следующим образом. За некоторый короткий промежуток времени $t_2 - t_1$ разность расчетных объемов будет:

$$W_{\text{из}} - W_{\text{вх}} = \pi v_0^2 (k_2 - k_1), \quad (7)$$

где потери энергии учтены в параметре α . Используя (3), получим:

$$W_{\text{вх}} - W_{\text{из}} = \frac{\alpha l}{4 - \alpha} (k_2 - k_1).$$

Здесь коэффициент сопротивления системы ζ будет:

$$\zeta = \zeta_{\text{вх}} + \zeta = \frac{l}{d}, \quad (8)$$

где $\zeta_{\text{вх}}$ — коэффициент сопротивления при входе в трубу.

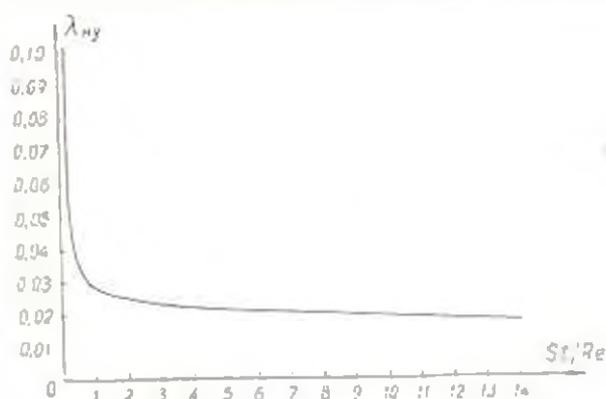


Рис. 3.

Если для того же промежутка времени $t_2 - t_1$ значение $\lambda_{\text{из}}$ принять постоянным, то, заменяя разность расчетных объемов $W_{\text{вх}} - W_{\text{из}}$ разностью измеренных объемов $W_{\text{из}} - W_{\text{вх}}$ за тот же промежуток времени, можно определить коэффициент $\lambda_{\text{из}}$, т. е.

$$\lambda_{\text{из}} = \lambda_{\text{вх}} = \frac{\alpha l (k_2 - k_1)}{l + \zeta_{\text{вх}} - \alpha l d}. \quad (9)$$

Пренебрегая величиной $1 + \zeta_{\text{вх}}$, будем иметь:

$$\lambda_{\text{из}} = \alpha d \frac{k_2 - k_1}{W_{\text{из}} - W_{\text{вх}}}. \quad (10)$$

По значениям $\lambda_{\text{из}}$, подсчитанным по формуле (10), построена кривая зависимости $\lambda_{\text{из}} - \lambda_{\text{вх}} (St/Re)$ (рис. 3). Методом подбора полученная кривая аппроксимирована степенной функцией:

$$y = ax^n + c, \quad (11)$$

где

$$y = i_{ny}; \quad x = St/Re.$$

После определения величин параметров a , b и c для коэффициента i_{ny} получается следующая формула:

$$i_{ny} = 0,00084 \sqrt{\frac{Re}{St}} + 0,012. \quad (12)$$

Формула (12) имеет достаточную точность для первого приближения, она применима в пределах

$$\frac{St}{Re} = (0,3 - 14,0) \frac{\nu}{4},$$

где ν — кинематический коэффициент вязкости.

Таким образом, формула коэффициента сопротивления трения неустойчившегося ускоренного движения i_{ny} получается в виде степенной функции (12), и для увеличения пределов ее применимости в дальнейшем необходимо уточнить величины параметров a , b и c .

Ереванский политехнический институт
им. К. Маркса

Поступило 3.II.1971.

Մ. Գ. ԲԱՐՏԵԳՅԱՆ

ՇՓՈՒԱՆ ԳԻՐԱԿԻՐՈՒԹՅԱՆ ԳՈՐԾԱԿՑԻ ՄԱՍԻՆ ԽՈՐՈՎԱԿՆԵՐՈՒՄ
ՈՉ-ՍՏԱՅԻՐԱՆՔ ՇՆՐԺՈՒԱՆ ԳԻՊԳՐՈՒՄ

Ա. մ. փ. ո. փ. ո. ս. մ.

Հողվածում, Էյնելով փորձարարական հետազոտությունների արդյունքներից, ցույց է տրված, որ արագացող աուրբուկնոս սեծիմի ղեպբում էներգիայի կորուստները միշտ մեծ են՝ բան համապատասխան ստացիոնար շարժման ղեպբում: Փորձերի ավյալների հիման վրա գորս է բերված շիման ղիմաղբուկյան գործակցի (12) բանաձեր՝ կախված Սարուխայի և ՌԷյնոլդսի թվերի հարաբերությունից:

Ցույց է տրվում, որ ստացված բանաձեր վերաբերում է շարժման բոլոր շեծիմներին՝ միայն ճշուման են ենթակա հաստատունները:

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Барсегян М. Г. Гидравлические потери при ламинарном режиме неустойчившегося ускоренного движения жидкости. «Известия АН Арм. ССР (серия Т. Н.)», т. XXII, № 2, 1969.
2. Հովսեփյան Վ. Մ. Հիդրադինամ, Երևան, 1963. Օսեյան Յ. Մ. Гидравлика (на армянском языке). Ереван, 1963.