

В точке A узел линий $\psi = \text{const}$ в плоском случае звездообразный, а в осесимметричном имеет главное направление, соответствующее контуре сопла. Поэтому для получения координат x, y контура сопла во входной части с удовлетворительной точностью расчет проводился в два приема — сначала решалась задача Дирихле в прямоугольнике $ABCD$, а затем — в прямоугольнике $ABEF$ с меньшим шагом по α и с использованием в качестве граничного условия на прямой EF значения ψ из предыдущего расчета. Это равносильно уменьшению шага по α вблизи $\beta = 0$.

Еще одна особенность заключается в том, что если входная скорость достаточно мала ($\alpha_{\text{вх}} \leq h(\alpha)$), то погрешность расчета решения вблизи AB возрастает из-за обращения в нуль коэффициента при $\psi_{\alpha\alpha}$. Чтобы избежать увеличения погрешности при профилировании сопел этого класса, целесообразно применять растяжение координаты α такое, чтобы значение $\alpha = 0$ переходило в новых координатах в бесконечно удаленную точку. При расчете сопла с нулевой входной скоростью в этом нет необходимости.

Результаты расчетов приведены на фиг. 2. Контурные дозвуковых участков (кривые 1–5 на фиг. 2) соответствуют следующим значениям угла наклона прямолинейного участка β и входной скорости α :

- 1 — $\beta = 90, \alpha = 0$; 2 — $\beta = 60, \alpha = 0,01$;
3 — $\beta = 45, \alpha = 0,01$; 4 — $\beta = 90, \alpha = 0,01$;
5 — $\beta = 45, \alpha = 0,001$.

В заключение отметим, что использование метода годографа для профилирования осесимметричных сопел не только возможно, но и позволяет с достаточно высокой точностью определять координаты сопла, поток в котором обладает заранее заданными свойствами.

Поступила 8 IV 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. Подсыпанина Н. А., Шифрин Э. Г. Об одном методе профилирования коротких плоских сопел. Изв. АН СССР, МЖГ, 1975, № 1.
2. Крылов В. И. Приближенное вычисление интегралов. М., «Наука», 1967.
3. Андреев В. Б., Краквина С. А. Аппроксимация задачи о несовершенной скважине. В сб. «Исследования по теории разностных схем для эллиптических и параболических уравнений». М., Изд. МГУ, 1973.

УДК 532.543:533.697

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЛАМИНАРНОГО ТЕЧЕНИЯ ЖИДКОСТИ СО СВОБОДНОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ В КАНАЛАХ ТРЕУГОЛЬНОЙ ФОРМЫ

И. Г. ПАНЕВИН, М. Г. СМОЛИН

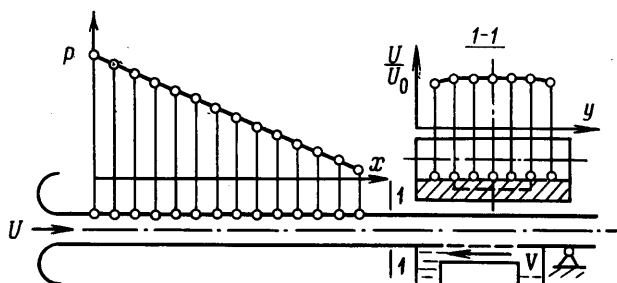
(Москва)

Приводятся результаты экспериментального исследования ламинарного течения жидкости в открытых каналах треугольной формы при наличии касательного напряжения трения на свободной поверхности. Эксперименты проводились в условиях, когда течение жидкости происходило в наклонных каналах треугольной формы при числах Рейнольдса $R < 10$, а рабочий диапазон чисел Рейнольдса набегающего потока воздуха составлял $R = (1,6 - 3,6) \cdot 10^4$. Данные представлены в относительных координатах в виде зависимости коэффициента гидравлического сопротивления жидкости от касательного напряжения трения на свободной поверхности. Показано, что с ростом касательного напряжения трения коэффициент гидравлического сопротивления значительно увеличивается.

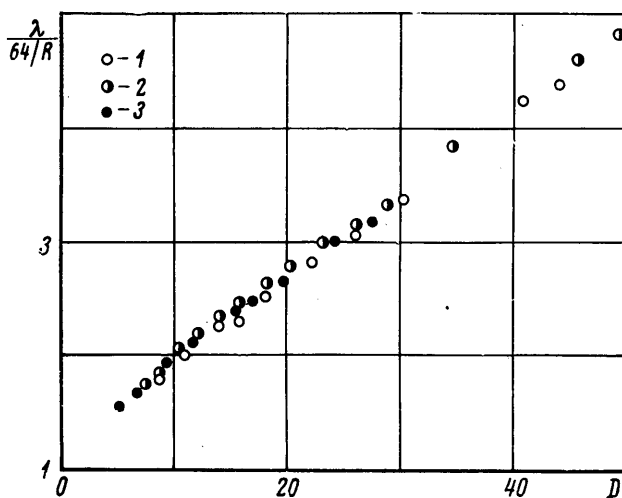
В настоящее время в ряде теплотехнических устройств для снятия и передачи высокоинтенсивных тепловых потоков применяются тепловые трубы. Величина теплового потока, передаваемого вдоль тепловой трубы, во многом определяется расходом жидкости в капиллярах. При наличии открытой капиллярной структуры существенно взаимодействие парового потока со свободной поверхностью жидкости. Влияние трения парового потока на характеристики течения жидкости в открытых капиллярных каналах прямоугольной формы рассмотрено в [1].

В данной работе приводятся результаты экспериментального исследования ламинарного течения жидкости со свободной поверхностью в каналах треугольной формы. Парожидкостное взаимодействие изучалось в модельных условиях. Движение жидкости (этилового спирта) происходило в наклонных капиллярных каналах под действием силы тяжести. Поток пара в паровой полости тепловой трубы заменялся потоком воздуха, текущего навстречу жидкости.

Экспериментальная установка включала следующие основные элементы: рабочий участок, мерный участок с дроссельной шайбой для измерения расхода воздуха, компрессор, работающий на всасывание, спиртовой контур и систему измерений. Рабочий участок представлял собой воздушный канал прямоугольного сечения шириной 200 мм и высотой 50 мм, изготовленный из органического стекла. Профиль входного устройства имел форму лемнискаты. На расстоянии 3600 мм от входа в основании канала устанавливалась латунная пластина с 50 продольными канавками треугольной формы. Длина канавок составляла 215 мм, глубина — 1,3 мм, полуугол при вершине — 30° , шаг — 2 мм. Схема рабочего участка показана на фиг. 1. В качестве примера на фиг. 1 показаны также распределение статического давления на



Фиг. 1



Фиг. 2

начальном участке воздушного канала и профиль скорости воздуха непосредственно перед входом в участок с капиллярами, полученные на режиме с числом Рейнольдса $R=1,6 \cdot 10^4$. Из приведенного примера следует, что для каждого режима в рабочем диапазоне чисел Рейнольдса воздушного потока $R=(1,6 \div 3,6) \cdot 10^4$ касательное напряжение трения на свободной поверхности жидкости было постоянно.

Для создания градиента давления в жидкости dP/dx , обусловленного действием сил тяжести, рабочий участок устанавливался в наклонном положении. Заполнение капилляров спиртом контролировалось визуально. При проведении эксперимента измерялись расход жидкости для разных скоростей набегающего потока воздуха, касательное напряжение трения и температура воздуха и спирта.

Локальный коэффициент поверхностного трения воздуха определялся по методу Престона [2] с использованием данных Пателя [3]. Трубка Престона $\varnothing 0,8 \times 0,16$ мм устанавливалась на поверхности латунной пластины вблизи крайних капилляров на расстоянии 50 мм от начального сечения вниз по потоку жидкости. Измерения малых перепадов давления проводились компенсационным микроманометром типа МКВ-250 с погрешностью $\pm 0,05$ мм. вод. ст. Расход спирта определялся весовым методом. Температура измерялась хромель-копелевыми термопарами с термоэлектро-

дами $\varnothing 0.2$ мм. Разность уровней спирта в наклонном капиллярном канале ΔH определялась с помощью катетометра типа КМ-8 с погрешностью ± 0.015 мм.

Поскольку числа Рейнольдса для жидкости невелики ($R < 10$), коэффициент гидравлического сопротивления вычислялся по формуле $\lambda = 2d(dP/dx)/\rho(V)^2$, где $dP/dx = \rho g \Delta H/l$ (d — гидравлический диаметр капилляра, ρ — плотность жидкости, $\langle V \rangle$ — средняя скорость жидкости, g — ускорение силы тяжести, l — длина капилляра).

Результаты эксперимента, характеризующие зависимость отношения $\lambda/(64/R)$ от безразмерного параметра касательного напряжения трения $D = \tau h/\mu \langle V \rangle$, показаны на фиг. 2 (τ — касательное напряжение трения воздуха, h — глубина капиллярного канала, μ — коэффициент динамической вязкости жидкости). Точки 1, 2 и 3 соответствуют значениям $\Delta H = 6.3, 8.3$ и 11.3 мм. Полные максимально возможные относительные погрешности в определении величин $\lambda/(64/R)$ и D составили 6 и 25% соответственно.

Полученные экспериментальные данные показывают, что с ростом касательного напряжения трения на свободной поверхности коэффициент гидравлического сопротивления при ламинарном течении жидкости в каналах треугольной формы значительно увеличивается. При этом экспериментальная зависимость в исследованном диапазоне чисел безразмерного параметра D практически линейна. Следует также отметить, что вплоть до скоростей воздуха 8 м/сек ($R = 3.9 \cdot 10^4$) волн на поверхности жидкости визуальным наблюдением не обнаружено.

Поступила 26 IV 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. Hufschmidt W., Burck E., Cola G., Hoffmann H. Der Einfluß der Scherwirkung des Dampfstromes auf den laminaren Flüssigkeitsstrom in Kapillaren von Wärmerohren. Wärme und Stoffübertragung, 1969, Bd. 2, H. 4. (Рус. перев.: Влияние касательных напряжений, возникающих при движении пара, на ламинарный поток жидкости в капиллярах тепловых труб. В кн. «Тепловые трубы». М., «Мир», 1972.)
2. Preston J. H. The determination of turbulent skin friction by means of Pitot tubes. J. Roy. Aeronaut. Soc., 1954, vol. 58, No. 518. (Рус. перев.: Определение турбулентного поверхностного трения при помощи трубок Пито. Механика. Сб. перев. и обзоров иностр. период. лит-ры, 1955, № 6.)
3. Patel V. C. Calibration of the Preston tube and limitations on its use in pressure gradients. J. Fluid Mech., 1965, vol. 23, pt 1.

УДК 532.593

К ТЕОРИИ УСТОЙЧИВОСТИ ПЛАВАЮЩЕЙ ПЛАСТИНЫ

В. Ф. ВИТЮК

(Одесса)

Изучается воздействие колеблющегося участка дна на плавающий док, модулируемый пластиной, используется метод работы [1]. Показано, что опрокидывающий момент, действующий на док со стороны жидкости, будет максимальным при определенных значениях параметров, характеризующих размещение области возмущений дна и глубину бассейна.

Пусть на поверхности идеальной несжимаемой жидкости конечной глубины h расположена абсолютно жесткая пластина, занимающая область $y = h$, $|x| \leq a$, $-\infty < z < \infty$. Участок дна $y = 0$, $b - d \leq x \leq a - d$, $-\infty < z < \infty$ совершает перемещение по закону

$$y = v(x) \operatorname{Re}[\exp i(kz - \omega t)]$$

где $v(x)$ — гладкая функция, малая по абсолютной величине ($|v(x)| \ll h$), а $d \in (0, b < a)$ определяет смещение зоны возмущений дна относительно правой кромки пластины.

Движение жидкости в рассматриваемом случае будет описываться потенциалом скорости $F(x, y, z, t)$, который определяется из краевой задачи (g — ускорение силы тяжести).

$$\Delta F(x, y, z, t) = 0 \quad (-\infty < x < \infty, \quad 0 \leq y \leq h, \quad -\infty < z < \infty)$$

$$\frac{\partial^2 F}{\partial t^2} + g \frac{\partial F}{\partial y} = 0, \quad y = h, \quad |x| > a, \quad -\infty < z < \infty$$