

Рис. 4. Изменение $\gamma(t)$ со временем для многослойных плоских выгорающих поглотителей, состоящих из трех различных поглощающих веществ.

для плоского трехслойного поглотителя с начальной оптической толщиной $y(d, 0) = 5$ и отношением $\alpha = 2$. Кривые I и VI соответствуют веществам с малым (кривая I) и большим (VI) сечениями поглощения. Кривые II—V представляют собой изменение $\gamma(t)$ во времени для трехслойных поглотителей, состоящих из двух различных поглощающих веществ. На рисунке указаны композиции, соответствующие каждому случаю; приведенные цифры характеризуют оптическую толщину слоя. Подобными кривыми можно заполнить всю заштрихованную область.

Еще большие возможности открываются при использовании трех и более поглощающих веществ.

Распределение скоростей теплоносителя и напряжений на стенке плотно упакованных стержней

Ю. Д. ЛЕВЧЕНКО, В. И. СУББОТИН, П. А. УШАКОВ

В настоящей работе приводятся опытные распределения скоростей и касательных напряжений на стенке при турбулентном течении теплоносителя в плотно упакованном пучке стержней.

В опытах установлено, что в диапазоне чисел $14 \times 10^3 < Re < 95 \cdot 10^3$ распределение касательных напряжений на стенке можно принять независимым от Re . Показано, что распределения скоростей по нормальям к стенке хорошо согласуются с экспериментальными данными для круглых труб.

В ядерных установках широко распространяются системы параллельных стержней, но, несмотря на это, экспериментальному исследованию полей скоростей теплоносителя и касательных напряжений на стенках стержней посвящено мало работ. Известна лишь рабо-

На рис. 4 сплошными кривыми показано изменение во времени логарифмической производной для некоторых вариантов плоского слоистого поглотителя, состоящего из трех веществ. Для сравнения построены кривые изменения $\gamma(t)$ для сплошного плоского поглотителя, содержащего только один из этих трех веществ при начальной оптической толщине $y(d, 0) = 5$ (см. пунктирные кривые I—3). Видно, что отдельно никакой из рассмотренных поглотителей не в состоянии обеспечить полученные на рис. 4 изменения логарифмической производной.

Поступила в Редакцию 24/VI 1966 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Радковский. В кн. «Труды Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1958)». Избр. докл. иностр. ученых. Т.3.М., Атомиздат, 1959, стр. 717.
2. Г. И. Тошинский, А. Г. Калашников. В сб. «Теория и методы расчета ядерных реакторов». М., Госатомиздат, 1962.
3. В. В. Орлов и др. Доклад № 354, представленный СССР на Третью международную конференцию по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1964).
4. В. Н. Артамкин, А. В. Воронков. «Атомная энергия», 20, 67 (1966).

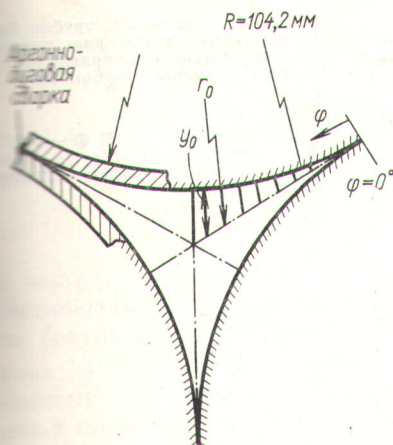
УДК 621.039.517.5

та [1], в которой получено распределение скоростей в ячейке пучка стержней с относительным шагом $s/d = 1,015$.

Авторами настоящей работы предприняты гидродинамические исследования канала, имитирующего ячейку плотного пучка стержней (рис. 1). Для изготовления канала использовали трубу из стали 1X18H9T с чистотой поверхности V5. Радиус окружностей, образующих канал, и гидравлический диаметр канала составляли 104,2 и 21,35 мм соответственно. Длина канала 2250 мм. Канал на выходе имел острую кромку.

Поле скоростей измеряли в потоке воздуха. Датчиком динамического напора служила малогабаритная стеклянная трубка Пито с наруж-

Р и с. 1. Схема ячейки канала.



ним диаметром 0,245 мм и отношением внутреннего диаметра к наружному 0,602. Инерционность датчика ~4 мин.

Правомерность измерений поля скоростей теплоносителя вблизи выхода из канала показана в работе [2], в которой трубка Пито устанавливалась вне канала на расстоянии 0,2 мм от выходного сечения.

В настоящей работе сравниваются поля скоростей, полученные для выходного сечения и сечений, углубленных на 2 и 5 мм от торца канала. Совпадение результатов для трех сечений подтвердило возможность измерения профиля скоростей вблизи выхода из канала. Определения касательных напряжений на стенке также показали, что деформации поля скоростей на выходе из канала не происходит. В связи с этим измерения профилей скоростей и касательных напряжений в стенке проводились внутри канала в сечении, отстоящем от торца канала на 2 мм.

Перемещение трубки Пито в трех взаимно перпендикулярных направлениях осуществлялось координатным устройством с оптическими микроскопами чувствительностью 0,001 мм. Начальную координату трубки Пито определяли по касанию ею стенки канала. Сначала трубка устанавливалась вблизи стенки с точностью ±0,01 мм при помощи катетометра. Затем ее плавно подводили к стенке до тех пор, пока не прекращалось изменение динамического напора. Дальнейшее перемещение координатного устройства вызывало лишь небольшой нагиб трубки. Таким способом удавалось фиксировать положение трубки на стенке с точностью ~ ±0,005 мм.

Перепады давления определяли на дифманометре со спиртовым наполнением при помощи катетометра с точностью ±0,1 мм. По измерен-

ному динамическому напору рассчитывали локальную скорость:

$$u = c \sqrt{h \frac{\gamma_{сп} - \gamma_{в}}{\gamma} \cdot \frac{2g}{\gamma_{в}}},$$

где c — тарировочный коэффициент, принятый в данном случае равным единице; $\gamma_{сп}$, $\gamma_{в}$, γ — удельные веса спирта, воздуха и воды соответственно; h — измеряемый трубкой Пито динамический напор; g — ускорение силы тяжести.

Распределения скоростей по нормальям к стенке и по осям симметрии канала представлялись графическими зависимостями

$$\frac{u}{u_m} = f\left(\frac{y}{y_0}\right) \text{ и } \frac{u_m^\varphi}{u_m} = f(\varphi),$$

где u_m^φ — локальная скорость потока на линии симметрии для заданного угла φ ; u_m — максимальная скорость в канале; y — расстояние от стенки канала; y_0 — расстояние по нормали от стенки до линии симметрии. Эти зависимости использовались для построения изотак.

Обзор существующих в настоящее время экспериментальных методов определения локальных касательных напряжений на стенке (τ_0) сделан, например, в работе [3]. Эти методы различаются по точности и степени сложности технического исполнения.

В работе [4] предложен достаточно простой метод определения локальных касательных напряжений в стенке при обтекании тел потоком жидкости. Вблизи стенки обтекаемого тела есть область, в которой распределение скоростей подчиняется универсальному закону

$$u^+ = f(y^+),$$

где $u^+ = u/v_*$ — безразмерная скорость; $y^+ = \frac{yv_*}{\nu}$ — безразмерное расстояние до стенки

(здесь $v_* = \sqrt{\tau_0/\rho}$ — так называемая скорость трения, или динамическая скорость, ρ — плотность жидкости, ν — кинематическая вязкость жидкости). Этот экспериментальный факт позволяет установить однозначную связь между динамическим напором, измеряемым лежащей на стенке трубкой Пито, и значением касательного напряжения в месте, где установлена трубка. На основании опытов с круглой трубкой [4] получена следующая формула:

$$\lg \left[\frac{\tau_0}{4\rho v^2} (d_{тр}^H)^2 \right] = 2,604 + \frac{7}{8} \lg \left[\frac{p-p_0}{4\rho v^2} (d_{тр}^H)^2 \right],$$

где $p - p_0$ — динамический напор, измеренный трубкой Пито; $d_{тр}^H$ — наружный диаметр трубки Пито.

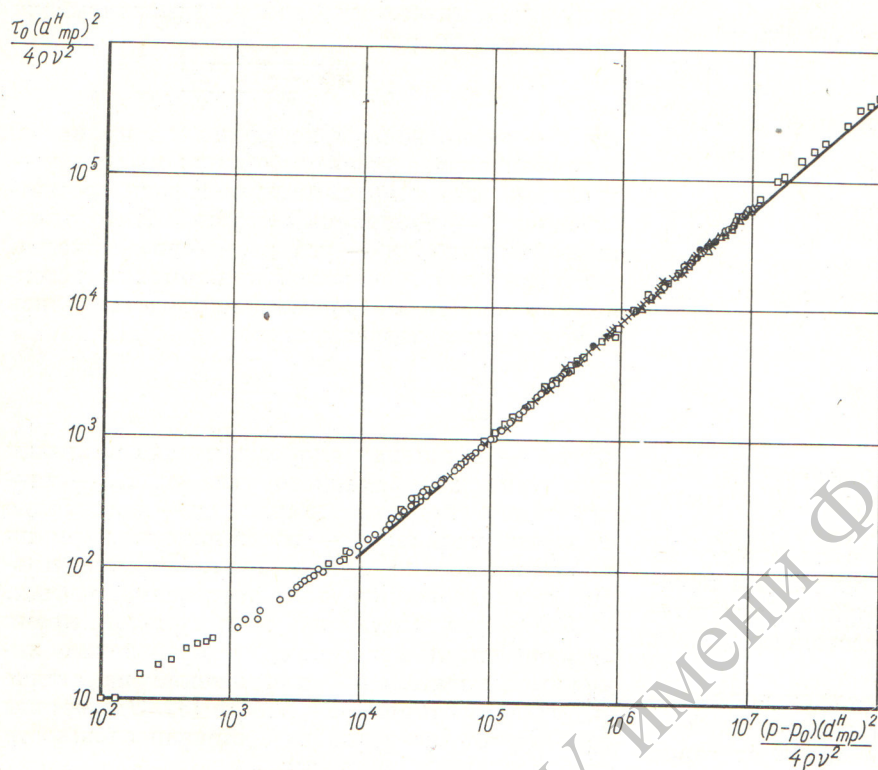


Рис. 2. Тарировка трубок Пито в круглой трубе для измерения касательного напряжения на стенке. Размеры трубок Пито ($d_{тр}^{вн}/d_{тр}^H$):

○ — 0,642; × — 0,600; ● — 0,602
 ◐ — 0,604; △ — 0,681; □ — данные работы [3]; кривая — данные работы [4].

Авторы настоящей работы рассчитывали касательное напряжение по измеренной скорости u вблизи стенки и расстоянию до стенки y в предположении, что скорость изменяется линейно:

$$\tau_0 = \nu \rho \frac{u}{y}$$

Удовлетворительное согласие распределения скоростей по нормальям к стенке с универсальным логарифмическим законом Прандтля — Кармана дало возможность авторам предположить, что метод Престона может быть использован для каналов некруглого поперечного сечения.

Для освоения метода Престона авторами были проведены опыты с круглой трубой внутренним диаметром 49,90 мм и длиной 4000 мм. В опытах использовали пять стеклянных трубок Пито различных диаметров при следующих значениях отношения $d_{тр}^{вн}/d_{тр}^H$:

$\frac{0,396}{0,616} = 0,642;$	$\frac{1,275}{2,125} = 0,600;$
$\frac{1,247}{2,070} = 0,602;$	$\frac{1,607}{2,659} = 0,604;$
$\frac{2,295}{3,372} = 0,681.$	

Градиент давления $\Delta p/\Delta x$ измеряли на участке длиной 2000 мм на расстоянии от входа, равном 40 диаметрам трубы. Результаты опытов приведены на рис. 2. Расхождение между данными Престона и нашими при $\frac{p-p_0}{4\rho v^2} (d_{тр}^H)^2 = 10^7$ достигает ~8%. Совпадение наблюдается лишь в относительно небольшом интервале изменения параметра:

$$6 \cdot 10^4 < \frac{p-p_0}{4\rho v^2} (d_{тр}^H)^2 < 2 \cdot 10^5.$$

Аналогичное расхождение с данными Престона получено и в работе [3], результаты которой также приведены на рис. 2. Результаты тарировки трубок Пито в круглой трубе аппроксимированы с точностью ~1,5% эмпирическими зависимостями:

$$\lg \left[\frac{\tau_0}{4\rho v^2} (d_{тр}^H)^2 \right] = -4,022 + 1,131 \lg \times \\ \times \left[\frac{p-p_0}{4\rho v^2} (d_{тр}^H)^2 \right] + \frac{6,700}{\lg \left[\frac{p-p_0}{4\rho v^2} (d_{тр}^H)^2 \right]}$$

для

$$3,4 < \lg \left[\frac{p-p_0}{4\rho v^2} (d_{тр}^H)^2 \right] < 5,4$$

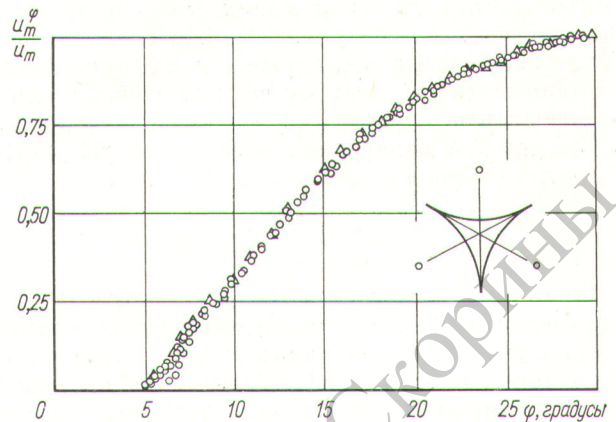
$$\lg \left[\frac{\tau_0}{4\rho v^2} (d_{\text{тр}}^{\text{H}})^2 \right] =$$

$$= -1,518 + 0,898 \lg \left[\frac{p-p_0}{4\rho v^2} (d_{\text{тр}}^{\text{H}})^2 \right]$$

$$\lg \left[\frac{p-p_0}{4\rho v^2} (d_{\text{тр}}^{\text{H}})^2 \right] > 5,4.$$

В этих опытах не было обнаружено влияния соотношения между диаметрами трубок Пито на результаты измерения динамического напора в диапазоне $0,600 < d_{\text{тр}}^{\text{H}}/d_{\text{тр}} < 0,680$. Поэтому для измерения касательного напряжения в стенке можно использовать любую трубку, размеры которой лежат в указанном диапазоне.

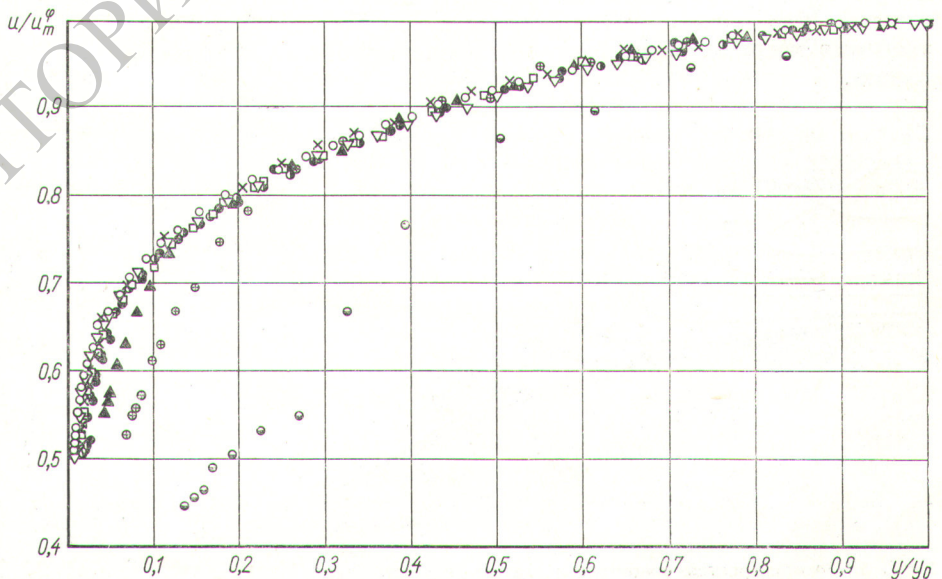
Касательное напряжение в исследуемом канале измерялось при каждом числе Re двумя трубками Пито на одной шестой части периметра. Опыты были проведены на воздухе при значениях Re , равных $14 \cdot 10^3$; $37 \cdot 10^3$; $50 \cdot 10^3$; $95 \cdot 10^3$, и при использовании дистиллированной воды при значениях Re , равных $33 \cdot 10^3$ и $95 \cdot 10^3$. В качестве характерного размера использовался эквивалентный гидравлический диаметр канала d_r . Средние по периметру значения касательных напряжений τ_0 определялись путем графического интегрирования зависимости $\tau_0 = f(\varphi)$. Значения τ_0 сравнивались со значениями касательных напряжений, рассчитанными по перепаду давления. Расхождение составляло 1—1,5% для всех чисел Re .



Р и с. 3. Распределение скоростей по осям симметрии канала при $Re = 42,6 \cdot 10^3$: \circ — для сечения, удаленного от входа на $106 d_r$; \triangle — для сечения, удаленного от входа на $85 d_r$.

Распределения касательных напряжений на стенке, полученные по методу Престона трубками, диаметры которых различались более чем в три раза, совпали между собой. При измерениях в узких частях канала трубки Пито занимали значительную часть зазора между стенками, поэтому совпадение результатов для обеих трубок указывает на то, что касательное напряжение можно измерять трубками Пито диаметрами, соизмеримыми с толщиной пограничного слоя.

Наличие стабилизации потока жидкости было установлено сравнением профилей скоростей на осях симметрии канала для двух сечений,



Р и с. 4. Распределение скоростей по нормальям к стенке канала при $Re = 42,6 \cdot 10^3$ для различных значений φ , град:

- \square — 30; ∇ — 28,5; \times — 25,5;
- \circ — 22,5; \bullet — 19,5; \ominus — 16,5;
- \triangle — 13,5; \oplus — 10,5; \odot — 7,5.

находящихся на расстояниях $106d_r$ и $85d_r$ от входа (рис. 3). Из рис. 3 также следует, что поле скоростей в исследуемом канале достаточно симметрично, поэтому все измерения можно проводить на одной шестой части сечения канала.

На рис. 4 измеренное поле скоростей представлено в виде зависимости

$$\frac{u}{u_m} = f\left(\frac{y}{y_0}\right).$$

Параметром является угол φ . Видно, что распределения безразмерных скоростей по нормальям к стенке для различных углов φ в центральной зоне канала совпадают между собой. Такое совпадение объясняется наличием здесь развитого турбулентного потока; при этом ламинарный подслой мал по сравнению с y_0 .

Для углов, меньших $16,5^\circ$, расхождение экспериментальных точек вблизи стенки связано с существенным ростом относительной толщины ламинарного подслоя Δ/y_0 . Отклонение от турбулентного распределения скоростей начинается при безразмерных расстояниях от стенки y^+ , равных примерно 28—30. На основании этого была оценена граница устойчивого турбулентного потока:

$$\varphi_{гр} = \arccos \frac{1}{y_{гр}^+ \frac{d_r}{R} \cdot \frac{1}{Re \sqrt{\lambda/8}} \cdot \frac{1}{\sqrt{\tau_0/\tau_0}} + 1},$$

где $y_{гр}^+$ — безразмерное расстояние от стенки до оси симметрии канала, принятое равным 30 в соответствии с трехслойной моделью Кармана; λ , τ_0/τ_0 — коэффициент трения и относительное касательное напряжение в стенке, значения которых были получены в настоящей работе.

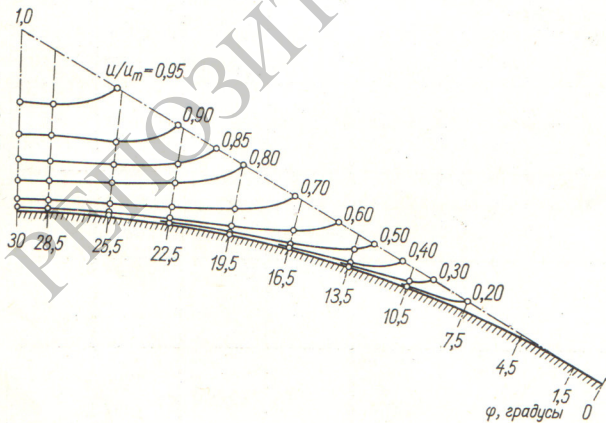


Рис. 5. Поле скоростей жидкости в канале (изотахи) при $Re = 42,6 \cdot 10^3$.

Расчеты показали, что зоны турбулентного потока при значениях Re , равных $13,2 \cdot 10^3$; $29,2 \cdot 10^3$; $42,6 \cdot 10^3$ и $46,3 \cdot 10^3$, ограничены углами φ , равными 9,00; 7,40; 6,90 и 6,75° соответственно.

Возвращаясь к рис. 3, можно указать на существование в углах канала застойных зон, характерных для каналов с вытянутыми острыми углами. Застойные зоны занимают часть сечения ламинарного потока и характеризуются исчезающе малыми скоростями. В данном случае застойные зоны ограничены углом 5—6°.

На рис. 5 представлено поле скоростей в виде изотак, для построения которых использованы рис. 3 и 4. В зоне ламинарного течения значения скорости достаточно ощутимы ($\sim 0,2 u_m$). Резко выраженных искривлений изотак, обусловленных вторичными токами в жидкости, не наблюдается. Это, однако, не является доказательством отсутствия вторичных токов.

Построение изотак для поперечного сечения потока жидкости сопряжено со значительными трудностями и может служить критерием качества проведенных опытов. Для турбулентного ядра потока величины изотак равны (0,5—1,0) u_m . Градиенты скоростей в этой области малы, поэтому даже при небольшой ошибке в значениях скоростей точки, через которые проводятся изотак, имеют существенный разброс.

При решении задач теплообмена часто необходимо знать зависимость $\bar{u}_\varphi/\bar{u} = f(\varphi)$, где \bar{u}_φ и \bar{u} — среднесмешанные скорости жидкости для заданного угла φ и для всего канала соответственно:

$$\begin{aligned} \bar{u}_\varphi &= \frac{\int_R^{r_0} u r dr}{\int_R^{r_0} r dr} = 2u_m \frac{u_m^\varphi}{u_m} \times \\ &\times \frac{m}{\text{tg}^2 \varphi} \int_0^1 \frac{u}{u_m^\varphi} \left(1 + m \frac{y}{y_0}\right) d \frac{y}{y_0}; \\ \bar{u} &= \frac{\int_0^{\pi/6} \int_R^{r_0} u r dr d\varphi}{\int_0^{\pi/6} \int_0^R r dr d\varphi} = \\ &= \frac{2u_m}{\frac{1}{\sqrt{3}} - \frac{\pi}{6}} \int_0^{\pi/6} \left[m \frac{u_m^\varphi}{u_m} \int_0^1 \frac{u}{u_m^\varphi} \left(1 + m \frac{y}{y_0}\right) d \frac{y}{y_0} \right] d\varphi. \end{aligned}$$

$$m = \frac{1 - \cos \varphi}{\cos \varphi}$$

Разделив одно выражение на другое, можно получить

$$\frac{\bar{u}_\varphi}{\bar{u}} = \frac{6 - \pi \sqrt{3}}{6 \sqrt{3}} \cdot \frac{1}{\operatorname{tg}^2 \varphi} \cdot \frac{\Phi}{\int_0^{\pi/6} \Phi d\varphi}$$

$$\Phi = m \frac{u_m^\varphi}{u_m} \int_0^1 \frac{u}{u_m^\varphi} \left(1 + m \frac{y}{y_0}\right) d \frac{y}{y_0}$$

Интегралы в формуле вычислялись графически. Результаты расчета распределения \bar{u}_φ/\bar{u} следующие:

φ , градусы	\bar{u}_φ/\bar{u}	φ , градусы	\bar{u}_φ/\bar{u}	φ , градусы	\bar{u}_φ/\bar{u}
7,5	0,188	16,5	0,792	25,5	1,096
10,5	0,399	19,5	0,934	28,5	1,157
13,5	0,612	22,5	1,037	30,0	1,177

При измерениях касательных напряжений на стенке нижний предел чисел Re был ограничен парировочной кривой (см. рис. 2), верхний — максимальной скоростью, которую можно было измерить трубкой Пито без дополнительных

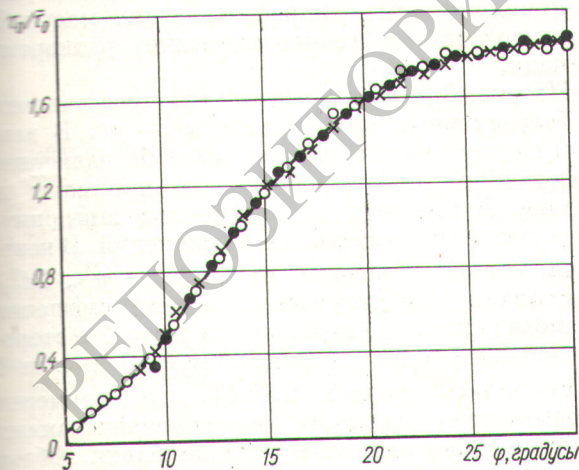


Рис. 6. Распределение касательных напряжений на стенке по периметру канала при $Re = 95 \cdot 10^3$:

○, ×, ● — измерения трубками Пито $0,396 \times 0,616$ мм (воздух); $1,247 \times 2,070$ мм (воздух) и $1,247 \times 2,070$ мм (вода) соответственно.

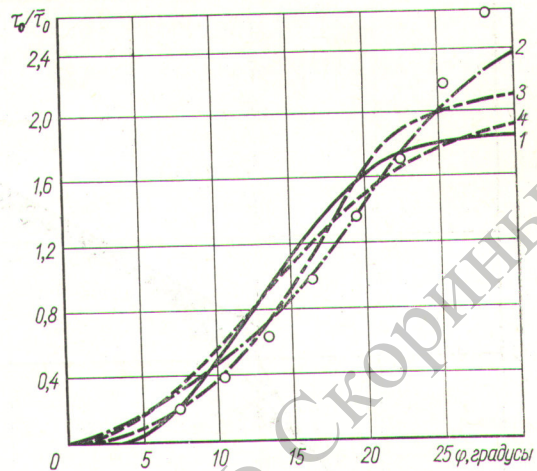


Рис. 7. Сравнение экспериментальных и расчетных распределений касательных напряжений на стенке канала:

1 — эксперимент, настоящая работа, $Re = (14 \div 95) \cdot 10^3$; 2 — [5], $Re = (20 \div 900) \cdot 10^3$; 3 — [6], $Re = 9,4 \cdot 10^3$ и $Re = 26 \cdot 10^3$; 4 — [7]; точки — расчет по методике Дейслера — Тейлора с использованием опытного поля скоростей.

поправок на показания трубки. По устной рекомендации А. Н. Патрашева, эта максимальная скорость воздуха составляет ~ 75 м/сек.

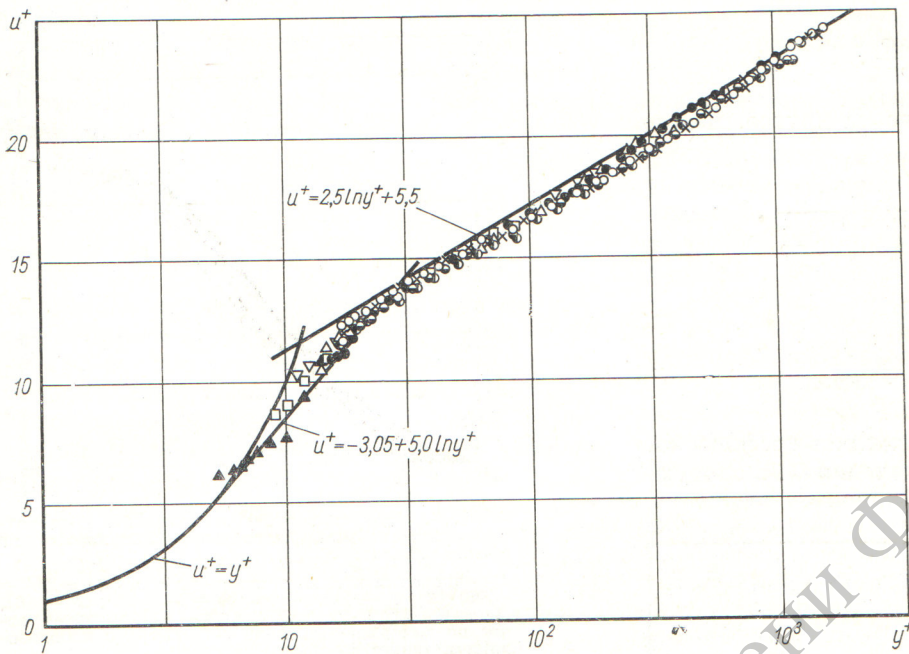
Распределение касательных напряжений по периметру канала при $Re = 95 \cdot 10^3$ показано на рис. 6. Для других чисел Re данные не приведены, так как влияние числа Re на профиль касательных напряжений оказалось слабым.

Данные опытов, проведенных с воздухом и водой, хорошо согласуются. Малый разброс экспериментальных точек и совпадение значений $\bar{\tau}_0$, полученных интегрированием зависимости $\tau_0 = f(\varphi)$ и путем расчета по перепаду давления в канале, указывают на достаточно высокую точность измерений методом Престона.

Для более удобного использования экспериментальных результатов при аналитических расчетах зависимость $\tau_0/\bar{\tau}_0 = f(\varphi)$, усредненная в диапазоне $14 \cdot 10^3 < Re < 95 \cdot 10^3$, аппроксимировалась рядом Фурье:

$$\tau_0/\bar{\tau}_0 = 1 - 1,0073 \cos 6\varphi - 0,1059 \cos 12\varphi + 0,0991 \cos 18\varphi + 0,0318 \cos 24\varphi$$

На рис. 7 сравнивается распределение касательных напряжений, полученное в опытах, с некоторыми расчетными данными. Результаты графоаналитического расчета по методу Дейслера — Тейлора заимствованы из работы [5]. В работе [6] рассматривается пространствен-



Р и с. 8. Распределение безразмерных скоростей по нормальям к стенке канала при $Re = 42,6 \cdot 10^3$ для следующих значений φ , град:

- — 30; × — 28,5; ● — 25,5;
- — 22,5; ● — 19,5; △ — 16,5;
- ▽ — 13,5; □ — 10,5; ▲ — 7,5.

ная модель турбулентного обмена в потоках жидкостей. На основе этой модели был рассчитан профиль касательных напряжений. Максимальное расхождение между экспериментальными данными и результатами работ [5, 6] при $20^\circ < \varphi < 30^\circ$ составляет ~ 25 и $\sim 10\%$ соответственно, а при $10^\circ < \varphi < 20^\circ$ различие достигает $\sim 30\%$. Расхождение между экспериментом и расчетами по методике, изложенной в работе [7], для $20^\circ < \varphi < 30^\circ$ составляет $\sim \pm 5\%$, а для $\varphi = 10^\circ$ равно $\sim 15\%$. Для малых углов ($\varphi < 10^\circ$) все расчеты дают завышенные значения $\tau_0/\bar{\tau}_0$.

В приближенном расчете [5] локальные значения касательных напряжений определяются следующим образом:

$$\tau_0 = \frac{\Delta A}{\Delta l} \cdot \frac{\Delta p}{\Delta x} = \frac{\Delta A/A}{\Delta l/l} \bar{\tau}_0,$$

где $\Delta p/\Delta x$ — градиент давления по длине канала; ΔA — площадка, образованная двумя линиями, нормальными к изотаксам, и частью периметра стержня Δl ; A и l — «живое» сечение и периметр канала. Основа этой формулы — предположение о том, что на поверхностях, перпендикулярных к изотаксам, отсутствует турбулентное трение. Если для нахождения ΔA воспользоваться экспериментально полученными изотаксами (см. рис. 5), то найденные по вышеприведенной формуле значения $\tau_0/\bar{\tau}_0$ будут существенно отличаться как от опытных,

так и от расчетных значений относительных касательных напряжений (см. рис. 6) [5—7]. Такое расхождение, возможно, обусловлено неравенством нулю турбулентных касательных напряжений в жидкости на поверхностях, перпендикулярных к изотаксам, или наличием инерционных сил, возникающих вследствие вторичных течений в жидкости. Как указывалось в работе [7], турбулентные касательные напряжения могут возникнуть вследствие влияния крупных вихрей, имеющих масштаб, соизмеримый с геометрическими размерами канала.

На рис. 8 опытные результаты представлены в безразмерных координатах $u^+ - y^+$. В данном случае y^+ представляет собой безразмерное расстояние, отсчитываемое по нормальям к стенке. Для расчета v_* были использованы опытные значения касательных напряжений. В непосредственной близости от стенки ($y < 2d_{тр}^H$) учитывали так называемый эффект смещения геометрического центра трубки Пито δ в сторону меньших градиентов давления. Величина δ принималась равной $0,15d_{тр}^H$, что примерно соответствует среднему (из рекомендованных в литературе) значению этой поправки. Обзор методик измерения скорости трубкой Пито вблизи стенки дан, например, в работе [8].

На рис. 8 приведена также зависимость Прандтля — Кармана для круглой трубы. Распределения скоростей для каждой нормали

сопадают. Экспериментальные точки вблизи стенки располагаются на 2—5% ниже логарифмического закона

$$u^+ = 5,5 + 2,5 \ln y^+.$$

Это расхождение характерно и для круглых труб [2, 9]. При малых безразмерных расстояниях от стенки ($y^+ < 30$) экспериментальные точки удовлетворительно описываются логарифмическим законом Кармана для промежуточного слоя:

$$u^+ = -3,05 + 5,0 \ln y^+.$$

Авторами установлено, что распределения безразмерных скоростей по нормальям к стенке в ячейке плотного пучка стержней хорошо согласуются с экспериментальными данными работ [2, 9] и данными Лауфера* для круглых труб. Таким образом, распределение скоростей в канале плотного пучка стержней можно рассчитывать с использованием зависимостей для круглых труб.

Для $14 \cdot 10^3 < Re < 95 \cdot 10^3$ были рассчитаны коэффициенты трения плотного пучка стержней. При этом использовалось опытное распределение касательных напряжений на стенке, аппроксимированное рядом Фурье. Предполагалось, что распределение скоростей по нормали к стенке канала подчиняется закону Прандтля — Кармана. Результаты расчета показали, что в указанном диапазоне чисел Re коэффициент трения в плотном пучке стержней меньше, чем в круглой трубе, на 43%, если в качестве характерного размера принять эквивалентный гидравлический диаметр ячейки пучка. Этот результат согласуется с данными авторов настоящей работы и работы [10].

Поступила в Редакцию 1/VIII 1966 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. L. Palmer, L. Swanson. Intern. Develop. in heat Transfer. Part II, No. 63. Boulder — London, 1961—1962, p. 535.
2. J. Nikuradze. VDI-Forschungsh., H. 356 (1932).
3. J. Rechenberg. Z. Flügwiss., Nr. 11, 429 (1963).
4. Престон. Механика (сборник переводов и обзоров иностр. период. литературы). М., Изд-во иностр. лит., 1955, стр. 64.
5. R. Deissler, M. Taylor. Reactor heat Transfer Conference of 1956. TID-7529, Pt-1, Book 2, 416 (1957).
6. Н. И. Булеев. В сб. «Теплопередача». М., Изд-во АН СССР, 1962, стр. 64.

* Данные Лауфера взяты из работы [9].

7. М. Х. Ибрагимов и др. «Атомная энергия», 21, 101 (1966).
8. W. Wuest. ATM, Lif. 299, Nr. 10, Dezember, 245 (1960).
9. R. Deissler. Report 1240, NASA (1956).
10. В. И. Субботин, П. А. Ушаков, Б. Н. Габрианович. «Атомная энергия», 9, 308 (1960).

ПОРЯДОК ДЕПОНИРОВАНИЯ СТАТЕЙ

Депонирование статей осуществляется или по просьбе авторов, или по решению редакционной коллегии журнала.

В журнале печатаются подробные аннотации статей, а полные тексты хранятся в редакции в течение 5 лет и высылаются читателям по их требованию наложенным платежом. Объем аннотации не должен превышать 2 стр. машинописного текста, а объем депонируемого текста — 18 стр. По желанию авторов в аннотации можно включать рисунок, таблицу, основные формулы и т. п.

Срок опубликования аннотации не более 4 месяцев со дня поступления статьи в редакцию (если депонирование осуществляется по просьбе авторов) или со дня получения согласия авторов на депонирование (если оно осуществляется по решению редакционной коллегии).

Депонированные статьи являются научными публикациями и учитываются при защите диссертаций.

Статьи, представленные для депонирования, должны быть окончательно отработаны авторами и годны для фотографического воспроизведения: текст следует печатать на машинке с жирной черной лентой, формулы вписывать тушью или черными чернилами, рисунки выполнять на ватманской бумаге или кальке и снабжать подписями.

Цена одного экземпляра депонируемого текста 40 коп. При оформлении заказа на тексты депонированных статей необходимо указывать регистрационный номер статьи, который помещен в конце аннотации.

Заказы направлять в редакцию журнала по адресу: Москва, Центр, ул. Кирова, 18.