

мость, то следует выбирать выгорание несколько меньше того значения, которое соответствует минимальному расходу урана. Если реактор будет работать с покассетной перегрузкой горючего, то расход урана уменьшится почти в два раза (за счет увеличения глубины выгорания в выгружаемых кассетах).

В реакторах с ловушкой нейтронов (типа СМ-2) оптимальные выгорания ниже по сравнению с реакторами без ловушек. Это объясняется тем, что поток тепловых нейтронов в ловушке пропорционален удельной мощности, т. е. мощности, приходящейся на единицу объема. Поэтому мощность такого реактора пропорциональна объему активной зоны. На рис. 2 приведены кривые, аналогичные кривым рис. 1, для реактора со сферической ловушкой. Как следует из графика, минимальный расход урана соответствует глубине выгорания $\sim 20\%$.

В заключение автор выражает признательность С. М. Фейнбергу, П. Е. Степанову и Н. И. Лалетину за обсуждение рассмотренных вопросов.

Поступила в Редакцию 8/II 1966 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. С. М. Фейнберг и др. В кн. «Труды Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1958)». Докл. советских ученых. Т. 2. М., Атомиздат, 1958, стр. 334.
2. P. Ageron et al. Доклад № 49, представленный Францией на Третью международную конференцию по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1964).
3. С. М. Фейнберг и др. «Атомная энергия», 8, 493 (1960).

Расчет касательных напряжений на стенке канала и распределения скоростей при турбулентном течении жидкости

М. Х. ИБРАГИМОВ, И. А. ИСУПОВ, Л. Л. КОБЗАРЬ,
В. И. СУББОТИН

УДК 621.039.517:621.039.517.5

На основе представлений о механизме турбулентного переноса количества движения получена зависимость для распределения касательных напряжений на стенке прямого гладкого канала с произвольной формой поперечного сечения при развитом турбулентном режиме. С использованием экспериментальных данных определены константы этой зависимости.

Приведено сопоставление результатов расчета касательных напряжений на стенке и скоростей с данными экспериментов для восьми форм сложных каналов.

В ядерных реакторах, парогенераторах и теплообменных устройствах широко применяются каналы различной сложной формы. Теплообмен в таких каналах существенно зависит от распределения скорости теплоносителя по сечению потока. Экспериментальное исследование гидродинамики сложных каналов распространено широко, однако изучение всех встречающихся в практике каналов весьма затруднительно. Имеющиеся немногочисленные методы расчета полей скоростей и гидравлических сопротивлений в каналах основаны на ряде допущений и отличаются большой трудоемкостью вычислений [1, 2]. Поэтому существует необходимость создания более простого метода расчета гидродинамики сложных кана-

лов, который опирался бы в основном на физические закономерности, вытекающие из анализа имеющихся экспериментальных данных.

В данной работе предложен метод расчета касательных напряжений на стенке, полей скоростей и гидравлических сопротивлений в прямых гладких каналах с различной формой поперечного сечения. Расчет справедлив для гидродинамически стабилизированного потока жидкости при развитом турбулентном режиме течения ($Re > 10^4$). По результатам расчета напряжения на стенке могут быть найдены коэффициенты турбулентного переноса тепла, которые необходимы при решении задач, связанных с определением температурных полей и коэффициентов теплоотдачи.

Распределение касательного напряжения на стенке связано с геометрическими особенностями поперечного сечения канала. Для количественного выражения таких особенностей сечения предлагается использовать величину $y_0(z)$ — расстояние по нормали от стенки до линии максимальных скоростей (ЛМС). Задача заключается в нахождении функциональной связи между величиной y_0 и касательным напряжением на стенке τ_0 .

В литературе полностью отсутствуют сведения о структуре и масштабах турбулентных вихрей в сложных каналах, поэтому для нахождения зависимости $\tau_0 = f(y_0)$ необходимо сделать некоторые предположения с введением эмпирических величин.

Изменение касательного напряжения τ_0 по периметру сложного канала тесно связано с величиной переноса количества движения вдоль периметра (ось z). Для каналов с не изменяющейся по периметру формой [$y_0(z) = \text{const}$] касательное напряжение на стенке имеет постоянное значение. Если же $y_0(z) \neq \text{const}$ (форма сечения изменяется), то появляется перенос количества движения по оси z , величина которого является функцией $y_0(z)$.

Из современных представлений о структуре турбулентного потока (см., например, работы [3, 4]) следует, что полный перенос количества движения обусловлен двумя процессами: градиентным переносом количества движения, вызванным молекулярным трением и мелко-масштабными турбулентными вихрями, и конвективным переносом количества движения, вызванным крупномасштабным движением вихрей:

$$\overline{u'_x u'_z} = -\rho(\nu + \varepsilon_\nu) \frac{du_x}{dz} + \overline{\rho u_x V'_z}, \quad (1)$$

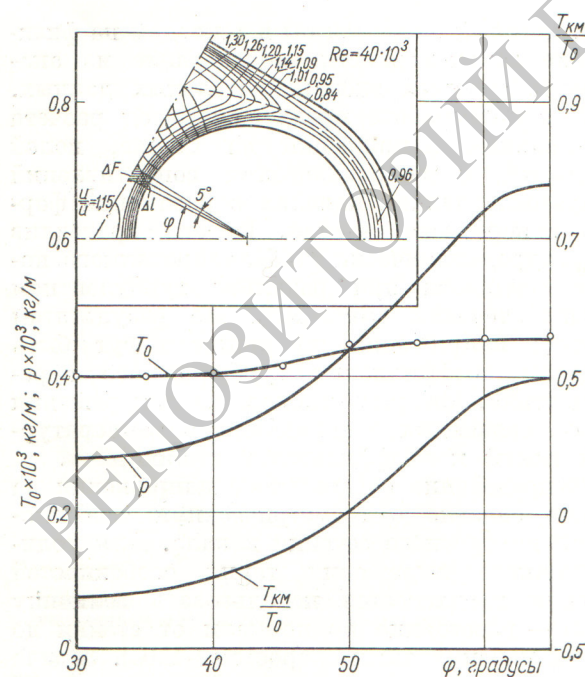


Рис. 1. Соотношение сил трения на стенке T_0 и сил давления p для ячеек, выделенных по методу Дейслера — Тейлора.

где V'_z — пульсационная скорость крупных вихрей в направлении оси z .

Эти два вида переноса количества движения существенно различаются. Если градиентный перенос определяется локальными характеристиками потока, то конвективный перенос зависит главным образом от геометрических особенностей всего канала в целом.

В сложных каналах влияние крупномасштабных вихрей на поле скоростей должно наиболее сильно проявляться в тех направлениях, где скорость изменяется слабо (вдоль периметра канала). По нормали же к периметру канала (ось y) конвективный перенос играет малую роль, так как очень высок градиент скорости и, следовательно, велико значение градиентного переноса количества движения.

Конвективный перенос должен проявляться сильнее в каналах с резко изменяющейся формой поперечного сечения (например, плотная упаковка стержней), когда может происходить обмен вихрями, имеющими значительное различие в скоростях. В канале со слабо изменяющейся формой (например, эксцентричный кольцевой зазор) роль конвективного переноса мала. Пренебрежение конвективным переносом количества движения может привести к заметным ошибкам, особенно в каналах с сильно изменяющейся формой. Это отчетливо проявляется в расчетах Дейслера и Тейлора [2]. Для ячейки канала, ограниченной смоченным периметром и нормалью к изотаксам, записывая уравнение баланса сил в виде

$$\tau_0 \Delta l = -\frac{dp}{dx} \Delta F, \quad (2)$$

они сводили к нулю лишь градиентный обмен количеством движения, пренебрегая конвективным переносом. Поэтому уравнение (2) и, следовательно, методика расчета Дейслера — Тейлора справедливы только для каналов со слабо изменяющейся формой [5]. Расчет по методу, описанному в работе [2], дает заметные расхождения с экспериментальными данными в случае каналов с сильно изменяющейся формой [6, 7].

Для одного из таких сложных каналов, по которому имелись опытные данные о распределении скоростей и касательных напряжений на стенке [7], баланс сил был проверен расчетом. На рис. 1 показан вид изотакс в части сечения канала с выделенными по методу Дейслера — Тейлора элементарными ячейками (боковые границы ячеек перпендикулярны изотаксам). По данным эксперимента для этих

ячеек были определены силы давления $p = \Delta F \frac{dp}{dx}$ и силы трения по стенке $T_0 = \tau_0 \Delta l$.

Оказалось, что эти силы действительно различаются, т. е. в уравнении баланса должен присутствовать еще член $T_{\text{км}}$ — результирующая сила бокового трения ячейки. Поскольку ячейки выделены так, что компонента бокового трения, обусловленная градиентом скорости $\frac{\partial u_x}{\partial n}$, равна нулю, то сила $T_{\text{км}}$ — результат действия лишь крупномасштабных вихрей. Учет $T_{\text{км}}$ при расчете по методу [2] привел бы к снижению неравномерности распределения τ_0 и скорости, т. е. к лучшему согласованию с экспериментом.

Проведенный анализ показывает, что в сложных каналах существенную роль играет крупномасштабный обмен количеством движения. Очевидно, что этот перенос связан с изменением формы канала, т. е. с изменением y_0 . Наибольшая связь между изменениями y_0 и τ_0 должна наблюдаться в области очень малых значений y_0 (узкие зазоры, в которые не могут проникнуть крупные вихри из соседних участков канала и где, следовательно, мал эффект крупномасштабного обмена):

$$d\left(\frac{\tau_0}{\bar{\tau}_0}\right) \sim d\left(\frac{y_0}{\bar{y}_0}\right), \quad (3)$$

$$\text{где } \bar{\tau}_0 = \frac{1}{L} \int_0^L \tau_0 dl; \bar{y}_0 = \frac{1}{L} \int_0^L y_0 dl.$$

С увеличением $\frac{y_0}{\bar{y}_0}$ связь между $\frac{d\tau_0}{\tau_0}$ и $\frac{dy_0}{y_0}$ ослабевает, так как на τ_0 оказывают влияние соседние участки канала (с другими y_0) за счет обмена крупномасштабными вихрями.

В пределе при $\frac{y_0}{\bar{y}_0} \rightarrow \infty$ $\frac{d\tau_0}{\tau_0} \rightarrow 0$, т. е. возникают условия, близкие к внешнему обтеканию.

Таким предположениям о характере зависимости $\frac{d\tau_0}{\tau_0}$ от $\frac{dy_0}{y_0}$ удовлетворяет функциональная связь вида

$$\frac{d\tau_0}{\tau_0} = a e^{-b \frac{y_0}{\bar{y}_0}} \frac{dy_0}{y_0}, \quad (4)$$

где a и b — эмпирические величины, зависящие от формы канала.

Интегрируя выражение (4) и применяя граничное условие $\frac{\tau_0}{\bar{\tau}_0} \rightarrow 0$ при $\frac{y_0}{\bar{y}_0} \rightarrow 0$, получаем

$$\frac{\tau_0}{\bar{\tau}_0} = c \left(1 - e^{-b \frac{y_0}{\bar{y}_0}}\right). \quad (5)$$

Величина $c = \frac{a}{b}$ определяется из условия нормировки τ_0 по периметру канала:

$$\frac{1}{c} = \frac{1}{L} \int_0^L \left(1 - e^{-b \frac{y_0}{\bar{y}_0}}\right) dz. \quad (6)$$

Для того чтобы формула (5) имела универсальный вид, справедливый для каналов различной геометрии, необходимо выразить величину b через некоторый параметр формы канала.

Исходя из представления о крупномасштабном переносе, естественно предположить, что степень изменения $\frac{\tau_0}{\bar{\tau}_0}$ должна определяться

помимо степени изменения $\frac{y_0}{\bar{y}_0}$ также соотношением продольных и поперечных размеров сечения канала, т. е. его относительной протяженностью. Ясно, что в узком канале перенос крупных вихрей вдоль его периметра, приводящий к выравниванию поля касательных напряжений, затруднен. И, наоборот, в широком канале крупные вихри могут легко распространяться вдоль периметра, вызывая выравнивание величины τ_0 . Поэтому относительная протяженность сечения канала может служить параметром формы. В качестве поперечного размера сечения канала примем величину $\bar{y}_0$, а продольного размера $\frac{F}{\bar{y}_0}$, исходя из условия равенства произведения продольного и поперечного размеров площади сечения канала. Тогда параметр формы канала выражается отношением

$$\Phi = \frac{F/\bar{y}_0}{y_0} = \frac{F}{y_0^2}. \quad (7)$$

Для определения функции $b = f(\Phi)$ были использованы экспериментальные распределения касательного напряжения на стенке в различных сложных каналах [6—8]. Предварительно эти каналы были разбиты на ячейки. Под ячейкой понимается часть сечения канала, ограниченная смоченным периметром, ЛМС и нормальми, проведенными из точек периметра, в которых изменяется знак производной $\frac{dp_0}{dz}$. Для обработки использовались изолированные ячейки (т. е. ограниченные нормальми, совпадающими с линиями симметрии). Ясно, что эти ячейки можно рассматривать как самостоятельные (изолированные) каналы. На рис. 2 экспериментальные распределения касательных напряжений на стенке представлены

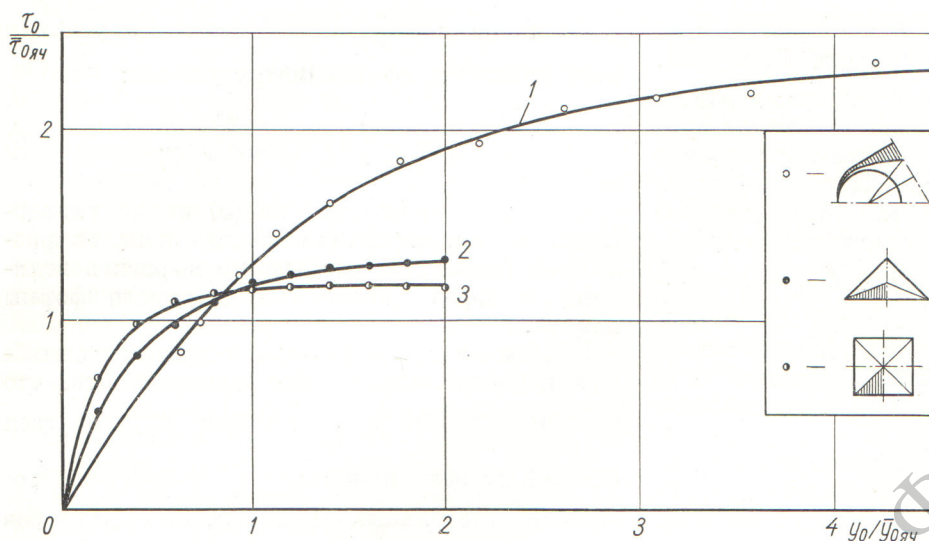


Рис. 2. Распределение касательных напряжений на стенке для различных ячеек:

○ — треугольный канал с тремя стержнями, $\frac{s}{d} = 1,41$ (данные настоящей работы), $\Phi_{\text{яч}} = 16,9$; ● — равнобедренный прямоугольный треугольник [8], $\Phi_{\text{яч}} = 4,8$; ◐ — квадрат [9], $\Phi_{\text{яч}} = 2,0$; — расчет по формуле (5); 1 — $\epsilon = 0,8$; 2 — $\epsilon = 2,4$; 3 — $\epsilon = 4,5$.

в координатах $\frac{\tau_0}{\tau_{0\text{яч}}}, \frac{y_0}{y_{0\text{яч}}}$. Ячейки, использованные для обработки, заштрихованы.

Из рис. 2 видно, что опытные точки удовлетворительно описываются экспоненциальной зависимостью, причем различным параметрам формы ячеек $\Phi_{\text{яч}}$ соответствуют разные значения b в формуле (5). На рис. 3 показана зависимость b от $\Phi_{\text{яч}}$, которая аппроксимируется формулой

$$b = \frac{7,7}{\Phi_{\text{яч}}^{0,8}}. \quad (8)$$

С учетом эмпирической функции $b = f(\Phi_{\text{яч}})$ формула (5) для расчета распределения τ_0 в изолированных ячейках канала принимает

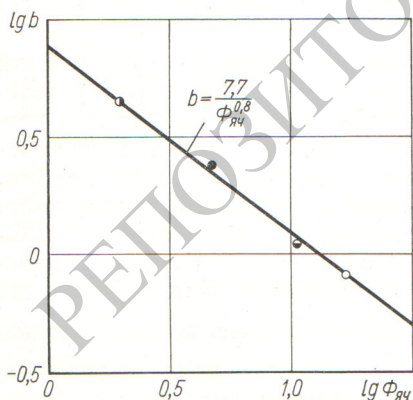


Рис. 3. Зависимость величины b в формуле (5) от параметра формы ячейки $\Phi_{\text{яч}}$: ○, ●, ◐ — см. обозначения на рис. 2; ◐ — ячейка с плотной шахматной упаковкой стержней [6], $\Phi_{\text{яч}} = 10,75$, $\epsilon = 1,1$.

вид

$$\left(\frac{\tau_0}{\tau_0}\right)_{\text{яч}}^{\text{из}} = c \left(1 - e^{-\frac{7,7}{\Phi_{\text{яч}}^{0,8}} \cdot \frac{y_0}{y_{0\text{яч}}}}\right), \quad (9)$$

где

$$\frac{1}{c} = \frac{1}{L_{\text{яч}}} \int_0^{L_{\text{яч}}} \left(1 - e^{-\frac{7,7}{\Phi_{\text{яч}}^{0,8}} \cdot \frac{y_0}{y_{0\text{яч}}}}\right) dz. \quad (9a)$$

В случае неизолированных ячеек происходит взаимодействие между ними за счет обмена крупномасштабным движением. Влияние соседней n -й ячейки на данную m -ю ячейку выразим с помощью функции влияния $\Psi_{n \rightarrow m}$:

$$(\tau_0)_m = (\tau_0)_m^{\text{из}} \Psi_{n \rightarrow m}. \quad (10)$$

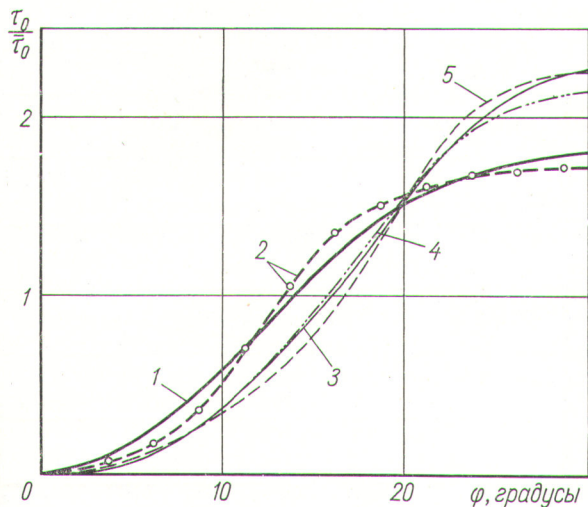
Очевидно, что взаимное влияние ячеек должно снижаться по мере увеличения расстояния между ними. Считая закон затухания взаимодействия экспоненциальным, это влияние можно выразить функцией

$$\Psi = 1 + \alpha e^{-\frac{l}{L}}, \quad (11)$$

где l — расстояние по периметру (по оси z) от границы ячеек до рассматриваемой i -й точки; L — суммарная длина периметров взаимодействующих ячеек (взаимодействие ячеек происходит в пределах части сечения канала, ограниченной ЛМС и линиями симметрии).

Взаимодействие двух ячеек (m и n) выражается функциями влияния:

$$\Psi_{n \rightarrow m} = 1 + \alpha_m e^{-\frac{l_m}{L}}; \quad \Psi_{m \rightarrow n} = 1 + \alpha_n e^{-\frac{l_n}{L}}.$$



Р и с. 4. Сравнение расчетных данных по распределению $\frac{\tau_0}{\tau_0}$ с экспериментальными данными для плотной шахматной упаковки стержней:

1 — расчет авторов настоящей работы; 2 — эксперимент [6], $Re = 14 \cdot 10^3$; расчет Л. С. Кокорева; 3 — $Re = 24 \cdot 10^3$; 4 — $Re = 3,8 \cdot 10^4$; 5 — расчет по данным Дейслера — Тейлора [6].

Величины коэффициентов α_m и α_n можно найти из условий сшивки τ_0 на границе ячеек:

$$(\tau_0)_{m/l_m=0} = (\tau_0)_{n/l_n=0} \quad (12)$$

и условия нормировки τ_0 :

$$\alpha_m \int_0^{L_m} (\tau_0)_m^{из} e^{-\frac{l_m}{L}} dl + \alpha_n \int_0^{L_n} (\tau_0)_n^{из} e^{-\frac{l_n}{L}} dl = 0. \quad (13)$$

При большем числе взаимодействующих ячеек вначале проводится сшивка τ_0 любых двух соседних ячеек, затем сшивка этих ячеек, которые рассматриваются теперь как единая ячейка, со следующей соседней ячейкой и т. д.

На рис. 4 и 5 для двух сложных каналов приведено сопоставление расчетных значений τ_0 с экспериментальными данными [6, 8] и результатами расчетов Л. С. Кокорева (Московский инженерно-физический институт) и Дейслера и Тейлора [2]. Из рисунков следует, что простой расчет касательного напряжения по предложенной методике дает меньшее расхождение с экспериментом, чем другие, более сложные расчетные методы. Формула для расчета касательного напряжения на стенке не отражает влияния числа Re . В общем случае величина b в формуле (5), очевидно, должна быть функцией как $F_{яч}$, так и числа Re . Для определения вида зависимости b от последнего фактора

в настоящее время нет достаточных сведений. По-видимому, величину b и, следовательно, отношение $\frac{\tau_0}{\tau_0}$ можно принять не зависящими от числа Re в практически используемом диапазоне чисел Re ($10^4 - 1,5 \cdot 10^5$). Это можно обосновать в некоторой степени результатами расчетов Л. С. Кокорева для пучков с различными относительными шагами и опытами, описанными в работе [6].

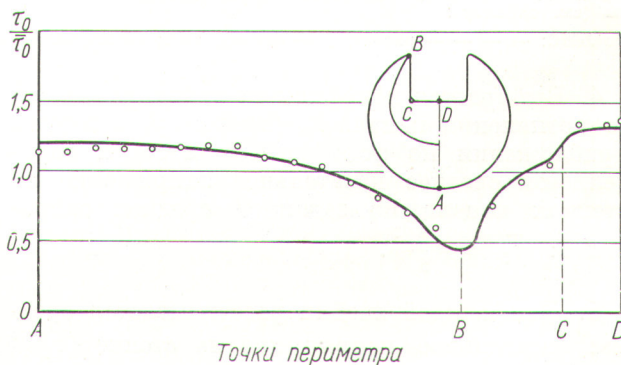
Знание касательного напряжения в какой-либо точке на стенке канала позволяет найти распределение скоростей по нормали к стенке в этой точке, если предположить определенный вид зависимости $u^+ = f(y^+)$. Наиболее простое допущение — принятие универсального закона распределения скоростей для круглой трубы [2, 5]. Экспериментальная проверка этого допущения проводилась в работах [6–8]. Из этих работ следует, что универсальный закон применим для сложных каналов и может быть использован для расчета распределения скоростей по нормальям к стенке.

Предлагается следующая схема расчета.

1. На эскизе сечения канала наносится ЛМС как геометрическое место точек, равноудаленных от стенок. Если канал обладает геометрической симметрией, то предварительно выделяется симметричная часть.

2. Сечение канала разбивается на ячейки. В пределах каждой ячейки функция $y_0(z)$ должна быть монотонно возрастающей или монотонно убывающей.

3. Для каждой ячейки находят значение $F_{яч}$, $\bar{y}_{0яч}$, $d_{гяч}$; по формулам (7) и (9а) вычисляются параметры формы ячеек и нормирующие множители c .



Р и с. 5. Сравнение расчетных данных по распределению $\frac{\tau_0}{\tau_0}$ с экспериментальными данными для трубы с пазом [8]: — расчет; $\circ$ — эксперимент [8].

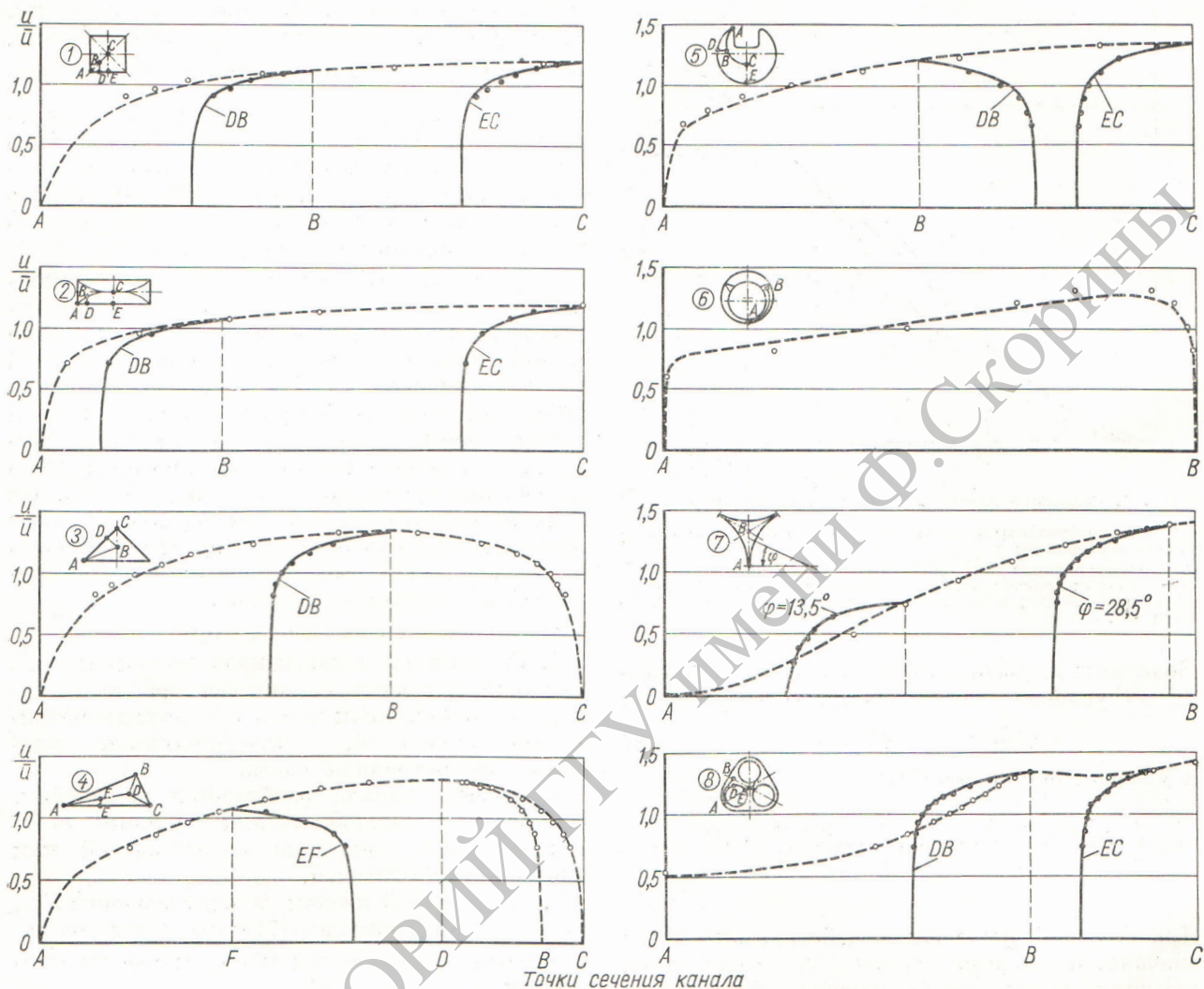


Рис. 6. Сравнение расчетного распределения скоростей с экспериментальными данными для каналов различной формы (см. таблицу):

По ЛМС: — — — расчет; ○ — эксперимент; по нормальям к стенке: — — — расчет; ● — эксперимент.

4. Выбирается коэффициент гидравлического сопротивления канала λ_K (например, в первом приближении по формуле Блазиуса) и определяется среднее касательное напряжение на стенках канала по заданной средней скорости $\bar{u}$: $\tau_{0K} = \frac{\lambda_K Q \bar{u}^2}{8}$.

5. Для каждой ячейки рассчитывается среднее касательное напряжение на стенке $(\tau_0)_{\text{яч}}^{\text{из}}$ по формуле $(\tau_0)_{\text{яч}}^{\text{из}} = \frac{d_{\text{яч}}}{d_{\text{гк}}} \tau_{0K}$, а также распределение касательных напряжений для каждой ячейки по формуле (9).

6. Для неизоллированных ячеек посредством функции Ψ [формулы (10) — (13)] определяются распределения касательных напряжений на стенке с учетом их взаимного влияния.

Проверяется правильность выбора ЛМС как среднегеометрической линии. Для этого в ячейках, соприкасающихся по ЛМС, рассматриваются значения τ_0 в соответственных точках (нормали к периметру из этих точек пересекаются на ЛМС). Если значения τ_0 в соответственных точках различаются незначительно ($<15\%$), то положение ЛМС можно не уточнять. Для каждой пары соответственных точек принимается одинаковое средне-

арифметическое значение τ_0 и проводится дальнейший расчет. Если же наблюдается существенное расхождение касательных напряжений в соответственных точках, то следует провести корректировку положения ЛМС путем сдвига ее в сторону ячейки с большим τ_0 и повторить расчет.

7. По универсальному закону для круглой трубы находят распределение скоростей $u = f(y)$ вдоль каждой нормали y_{0i} до ЛМС. Таким образом определяется поле скоростей по всему сечению канала.

8. Интегрированием распределения локальных скоростей определяется средняя по сечению канала скорость $\bar{u}_p$.

9. Расчетная средняя скорость $\bar{u}_p$ сравнивается с заданной средней скоростью $\bar{u}$. Величины этих скоростей должны быть близки при правильном выборе коэффициента гидравлического сопротивления λ_K .

Для проверки предложенной методики были рассчитаны распределения скоростей в различных сложных каналах и проведено сравнение с экспериментальными данными. В таблице приведен перечень каналов, для которых проводился расчет гидродинамических характеристик (распределение касательных напряжений по периметру канала, распределения скоростей по ЛМС и по отдельным характерным нормальям к периметру канала). Сопоставление результатов расчета с экспериментом для каналов различной формы показано на рис. 4–6.

Форма рассчитываемых каналов

Номер канала	Форма сечения канала	Источник экспериментальных данных	Число Re
1	Квадрат	[9]	$83 \cdot 10^3$
2	Прямоугольник с соотношением сторон 1:3 . .	[9]	$56 \cdot 10^3$
3	Равнобедренный прямоугольный треугольник	[8]	$81 \cdot 10^3$
4	Прямоугольный треугольник	[8]	$93 \cdot 10^3$
5	Круглая труба с пазом	[8]	$109 \cdot 10^3$
6	Эксцентричный кольцевой зазор	[10]	$18,6 \cdot 10^3$
7	Плотная упаковка $\left(\frac{s}{d}=1\right)$	[6]	$14 \cdot 10^3$
8	Треугольная обечайка с тремя стержнями $\left(\frac{s}{d}=1,3\right)$	[7]	$40 \cdot 10^3$

Во всех рассмотренных каналах наблюдается хорошее совпадение расчетных и экспериментальных значений скоростей (максимальное расхождение локальных значений скоростей менее 10%).

ПРИНЯТЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ

- u — локальная усредненная скорость жидкости;
 $\bar{u}$ — средняя по сечению канала скорость;
 τ_0 — касательное напряжение на стенке;
 L — смоченный периметр;
 F — проходное сечение;
 d_r — гидравлический диаметр $\left(\frac{4F}{L}\right)$;
 x — координата по направлению потока;
 y — координата по нормали к стенке;
 y_0 — расстояние по нормали от стенки до ЛМС;
 z — координата по смоченному периметру;
 λ — коэффициент сопротивления трения $\left(\frac{dp}{dx} d_r \frac{2}{\rho u^2}\right)$;
 u^+ — безразмерная скорость $\left(\frac{u}{\sqrt{\tau_0/\rho}}\right)$;
 y^+ — безразмерное расстояние $\left(\frac{y \sqrt{\tau_0/\rho}}{\nu}\right)$;
 ρ — плотность жидкости;
 ν — вязкость жидкости;
 p — давление.

Поступила в Редакцию 28/XII 1965 г.

ЛИТЕРАТУРА

- Н. И. Булеев, К. Н. Полосухина, В. К. Пышин. «Теплофизика высоких температур», 2, 749 (1964).
- R. Deissler, M. Taylor. NACA, TN-4384, 1958.
- A. A. Таунсенд. Структура турбулентного потока с поперечным сдвигом. М., Изд-во иностр. лит., 1959.
- И. О. Хинце. Турбулентность. М., Физматгиз, 1963.
- D. Hartnett et al. Trans. ASME, 84 (1), 82 (1962).
- Ю. Д. Левченко и др. Распределение скоростей в плотноупакованном пучке стержней. В сб. «Жидкие металлы». М., Атомиздат (готовится к печати).
- М. Х. Ибрагимов, И. А. Исупов, В. И. Субботин. Расчет и экспериментальное исследование полей скорости в канале сложной формы. В сб. «Жидкие металлы». М., Атомиздат (готовится к печати).
- И. Никурадзе. Ingr-Arch., 1, 306 (1930).
- H. Leuthesser. Amer. Soc. Civil. Engineers J. Hydraulics Division, 89, (H4V-3), Pt 1, 1 (1963).
- Ю. Д. Левченко и др. Исследование гидродинамики кольцевого зазора с продольными ребрами. В сб. «Жидкие металлы». М., Атомиздат (готовится к печати).