

# Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

Ю. В. Миронов, Н. С. Разина, Т. И. Фомичева, Теплогидравлический анализ газоохлаждаемых стержневых сборок атомных реакторов, *ТВТ*, 1979, том 17, выпуск 5, 1086–1093

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 3.231.219.178

6 ноября 2024 г., 23:06:14



УДК 536.27

**ТЕПЛОГИДРАВЛИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ГАЗООХЛАЖДАЕМЫХ  
СТЕРЖНЕВЫХ СБОРОК АТОМНЫХ РЕАКТОРОВ***Миросов Ю. В., Разина Н. С., Фомичева Т. И.*

Представлены математическая модель и краткое описание алгоритма программы ПУЧОК-3, предназначенной для расчета распределения теплогидравлических параметров теплоносителя по высоте и сечению стержневых сборок, охлаждаемых сжимаемым газом или перегретым паром. Анализируются условия устойчивости решений, соответствующих различным математическим моделям. Работа программы ПУЧОК-3 иллюстрируется результатами расчетов температурного режима 19-стержневой сборки пароперегревательного канала.

Компоновка цилиндрических твэлов в виде стержневых сборок широко применяется в атомных реакторах. Вследствие усложнения геометрии таких каналов по сравнению с каналами простой формы (трубы, кольцевые каналы) закономерности течения и теплообмена в них имеют существенные особенности. В частности, для них характерно возникновение неравномерности в распределении массовой скорости и температуры теплоносителя по живому сечению канала. Один из методов анализа этих явлений, получивший широкое развитие за последнее десятилетие, основан на разбиении живого сечения канала на элементарные ячейки, в пределах которых параметры потока считаются однородными. Стержневая сборка в целом рассматривается как система параллельных сообщающихся каналов, для каждого из которых записываются уравнения баланса массы, импульса и энергии с учетом теплового и механического взаимодействия потоков на границах раздела ячеек. Получающаяся система дифференциальных уравнений (обычно высокого порядка) замыкается эмпирическими соотношениями для трения на поверхностях стержней, обмена теплом, массой и импульсом между ячейками и т. д. Численное интегрирование ее тем или иным способом является трудоемкой задачей и требует разработки специальных программ для ЭВМ.

В нашей стране и за рубежом создано свыше четырех десятков разнообразных программ, реализующих этот метод. Многие исследования посвящены их обоснованию и верификации, а также применениям к конкретным задачам теплофизики атомных реакторов. Полученные результаты проанализированы в [1] и в более позднем обзоре [2]. Целью данной работы является сообщение о новых отечественных разработках эффективных алгоритмов для многомерного теплогидравлического анализа каналов с тепловыделяющими стержневыми сборками, обоснование принципов их построения и краткое описание возможностей их применения.

В [3, 4] были представлены результаты разработки отечественной программы ПУЧОК-2, предназначенной для теплогидравлического расчета каналов с двухфазным теплоносителем. Программа ПУЧОК-3 является новой версией этого алгоритма и характеризуется следующими основными чертами:

— программа составлена для произвольного способа разбиения живого сечения канала на элементарные ячейки и для произвольного их числа;

— она служит для теплогидравлического расчета параметров однофазного теплоносителя (сжимаемого газа или перегретого пара);

— в ней учтены два механизма поперечного переноса массы, импульса и энергии — конвективное перераспределение расходов по ячейкам и турбулентная диффузия;

— давления в различных ячейках данного сечения приняты равными, что обеспечивает устойчивость процесса интегрирования системы;

— учитывается падение давления и перераспределение расходов на дистанционирующих решетках.

Учет сжимаемости среды и кинетической составляющей в балансе энергии привел к некоторой модификации уравнений физической модели программы ПУЧОК-3 по сравнению с [3, 4]. Обозначив параметры в некоторой ячейке  $k$ , баланс массы для ячеек можно записать в следующем виде (рис. 1):

$$\frac{dm_k}{dz} = \sum_n W_{kn}, \quad k=1, 2, \dots, N. \quad (1)$$

Здесь и далее  $N$  — число элементарных ячеек.

Очевидно, что  $W_{kn} = -W_{nk}$ , и суммирование (1) по всем ячейкам дает для канала в целом

$$\sum_{k=1}^N \frac{dm_k}{dz} = 0. \quad (2)$$

Уравнение движения при сделанных предположениях имеет вид

$$\frac{1}{F_k^2} \frac{d}{dz} \left( \frac{m_k^2}{\rho_k} \right) + \frac{dp_k}{dz} = g\rho_k \cos(g, z) + \frac{1}{F_k} \sum_n u' W_{kn} - \frac{\tau_k \Pi_k}{F_k} + \sum_n \frac{\tau_{kn}' \Pi_{kn}}{F_k}, \quad k=1, 2, \dots, N. \quad (3)$$

В уравнении (3) звездочкой отмечен удельный продольный импульс, переносимый поперечным расходом  $W_{kn}$ . Эта величина принимается обычно равной импульсу в ячейке-доноре. Последнее слагаемое в правой части (3) характеризует турбулентный обмен импульсом на границе раздела ячеек  $\Pi_{kn}$ .

Уравнение энергии для потока в элементарном канале записывается в виде

$$\begin{aligned} & \frac{d}{dz} \left[ \left( i_k + \frac{u_k^2}{2} \right) m_k \right] = \\ & = \sum_n \left( i + \frac{u^2}{2} \right) W_{kn} + q_k \Pi_k + \\ & + \sum_n q_{kn}' \Pi_{kn}; \quad k=1, 2, \dots, N, \end{aligned} \quad (4)$$

где звездочкой также отмечена полная энергия поперечного потока (равная энергии газа в ячейке-доноре), а величина  $q_{kn}'$  является турбулентным потоком тепла на границе смежных ячеек.

Естественные начальные условия для системы (1), (3), (4) заключаются в задании на входе в канал давления, энтальпии и массовых расходов газа

$$p_k|_{z=0} = p_0, \quad i_k|_{z=0} = i_0, \quad m_k|_{z=0} = m_{k0}; \quad k=1, 2, \dots, N, \quad (5)$$

где начальное распределение расходов по ячейкам  $m_{k0}$  задается исходя из некоторых разумных предположений. В программе ПУЧОК-3, как и в

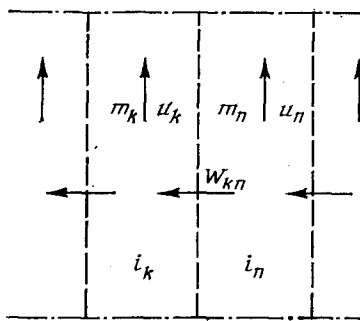


Рис. 1. К выводу математической модели

[3, 4], оно принимается равным стабилизированному распределению на участке без обогрева.

Система уравнений (1), (3), (4) с учетом соотношения (2), эквивалентного выражению

$$\sum_{k=1}^N m_k = m \equiv \sum_{k=1}^N m_{k0}, \quad (6)$$

имеет порядок  $3N-1$ . Количество неизвестных функций ( $m_k, p_k, i_k, W_{kn}, k, n=1, 2, \dots, N$ ) превышает эту величину. Для определения поперечных перетоков требуются дополнительные соотношения. Использование гидравлического подхода к описанию поперечных перетоков с учетом только диссипативных потерь приводит к формуле

$$p_n - p_k = C(W_{kn}) W_{kn}; \quad k, n=1, 2, \dots, N, \quad (7)$$

где  $C(W_{kn})$  — множитель, пропорциональный коэффициенту сопротивления поперечному потоку между ячейками. Этот подход используется в широко распространенных за рубежом программах COBRA-II [5] и НАМВО [6]. Следует отметить, что методы вычисления перетоков являются одним из главных факторов, обеспечивающих работоспособность алгоритма, так как прямое использование (7) без дополнительных ограничений ведет к неустойчивости решения системы (1), (3), (4), что может быть показано теоретически.

Пусть в канале, живое сечение которого разделено на две элементарные ячейки, движется изотермический поток жидкости с плотностью  $\rho$ . Для упрощения анализа пренебрежем в уравнении (3) гравитационной составляющей, а импульс поперечного потока  $u^*$  примем равным среднему от продольных импульсов в обеих ячейках

$$u^* = 1/2 (u_1 + u_2). \quad (8)$$

Кроме того, напряжения трения выразим через коэффициенты сопротивления трения, которые в данном случае будем считать постоянными

$$\tau_1 = (\lambda_1/8\rho) u_1^2, \quad \tau_2 = (\lambda_2/8\rho) u_2^2. \quad (9)$$

Турбулентный перенос на границе двух ячеек положим пропорциональным разности скоростей в ячейках

$$\tau_{12}' = \rho w' (u_2 - u_1), \quad (10)$$

где  $w'$  — интенсивность турбулентной диффузии между ячейками.

Переходя к безразмерным переменным по формулам

$$\begin{aligned} m_1 &= y(m_1 + m_2), \quad m_2 = (1-y)(m_1 + m_2), \\ z &= \xi d_r, \quad d_r = \frac{4(F_1 + F_2)}{\Pi_1 + \Pi_2}, \quad W_{12} = w \frac{m}{d_r}, \\ p_1 &= \pi_1 \frac{(m_1 + m_2)^2}{\rho(F_1 + F_2)^2}, \quad p_2 = \pi_2 \frac{(m_1 + m_2)^2}{\rho(F_1 + F_2)^2}, \end{aligned} \quad (11)$$

получим из системы (1), (3) следующие уравнения:

$$dy/d\xi = w,$$

$$\begin{aligned} \frac{dy^2}{d\xi} + f_1^2 \frac{d\pi_1}{d\xi} &= -\kappa_1 y^2 + \frac{f_1}{2} \left( \frac{y}{f_1} + \frac{1-y}{f_2} \right) w + \gamma f_1 \left( \frac{1-y}{f_2} - \frac{y}{f_1} \right), \\ \frac{d(1-y)^2}{d\xi} + f_2^2 \frac{d\pi_2}{d\xi} &= -\kappa_2 (1-y)^2 - \frac{f_2}{2} \left( \frac{y}{f_1} + \frac{1-y}{f_2} \right) w - \gamma f_2 \left( \frac{1-y}{f_2} - \frac{y}{f_1} \right), \end{aligned} \quad (12)$$

где

$$f_1 = \frac{F_1}{F_1 + F_2}, \quad f_2 = \frac{F_2}{F_1 + F_2}, \quad \kappa_1 = \frac{\lambda_1 \Pi_1 d_r}{8F_1},$$

$$\kappa_2 = \frac{\lambda_2 \Pi_2 d_r}{8F_2}, \quad \gamma = \frac{\rho w' \Pi_{12} d_r}{m_1 + m_2}. \quad (13)$$

Исследуем устойчивость стабилизированного решения системы (12) по отношению к малым возмущениям начальных условий (5). При этом стабилизированное решение характеризуется постоянством расхода в каждом элементарном канале  $y = \text{const}$  или отсутствием конвективного перетока  $w = 0$ .

Помечая параметры стабилизированного решения верхней чертой, а малые отклонения от них штрихом

$$y = \bar{y} + y', \quad \pi_1 = \bar{\pi}_1 + \pi_1', \quad \pi_2 = \bar{\pi}_2 + \pi_2', \quad w = w', \quad (14)$$

получим из (12) следующую систему уравнений в вариациях:

$$dy'/d\xi = w',$$

$$2\bar{y} \frac{dy'}{d\xi} + f_1^2 \frac{d\pi_1'}{d\xi} = -2\kappa_1 \bar{y} y' + \frac{f_1}{2} \left( \frac{\bar{y}}{f_1} + \frac{1-\bar{y}}{f_2} \right) w' - \gamma f_1 \left( \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} \right) y',$$

$$-2(1-\bar{y}) \frac{dy'}{d\xi} + f_2^2 \frac{d\pi_2'}{d\xi} = 2\kappa_2 (1-\bar{y}) y' -$$

$$- \frac{f_2}{2} \left( \frac{\bar{y}}{f_1} + \frac{1-\bar{y}}{f_2} \right) w' + \gamma f_2 \left( \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} \right) y'. \quad (15)$$

Линеаризация уравнения для перетока (7) дает равенство вариаций давлений в ячейках, что снимает особенности рассматриваемой постановки задачи. Динамическая система при этом существенно меняется, теряя одну степень свободы, хотя вопрос о влиянии этой степени свободы не устраняется, а переносится в анализ нелинейной системы. Кроме того, при численном интегрировании системы (12) возмущения, возникающие из-за погрешностей приближенных методов расчета, имеют хотя и малые, но с самого начала конечные значения. Поэтому соотношение (7) фактически заменяется некоторым другим, у которого касательная в окрестности реально возникших возмущений имеет малый, но конечный наклон. Это явление можно учесть, заменив (7) линейным уравнением

$$p_2 - p_1 = CW_{12}, \quad (16)$$

что, в частности, делается в уже упоминавшихся зарубежных программах [5, 6] при малых значениях перетоков. В безразмерных переменных уравнение (16) принимает вид

$$\pi_2 - \pi_1 = w/\kappa, \quad (17)$$

где

$$\kappa = \frac{m_1 + m_2}{F_1 + F_2} \frac{d_r}{C\rho}.$$

Исключая с помощью (17) переток  $w$  из уравнений (15) и преобразуя систему по Лапласу, получим

$$s\kappa\tilde{y} = \tilde{\pi}_2 - \tilde{\pi}_1,$$

$$\left[ 2\bar{y}s + 2\kappa_1\bar{y} + \gamma f_1 \left( \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} \right) \right] \tilde{y} + f_1 \left[ f_1 s + \frac{1}{2\kappa} \left( \frac{\bar{y}}{f_1} + \frac{1-\bar{y}}{f_2} \right) \right] \tilde{\pi}_1 -$$

$$- \frac{f_1}{\kappa} \left( \frac{\bar{y}}{f_1} + \frac{1-\bar{y}}{f_2} \right) \tilde{\pi}_2 = 0, \quad (18)$$

$$- \left[ 2(1-\bar{y})(s+\kappa_2) + \gamma f_2 \left( \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} \right) \right] \bar{y} - \frac{f_2}{2\kappa} \left( \frac{\bar{y}}{f_1} + \frac{1-\bar{y}}{f_2} \right) \bar{\pi}_1 + \\ + f_2 \left[ f_2 s + \frac{1}{2\kappa} \left( \frac{\bar{y}}{f_1} + \frac{1-\bar{y}}{f_2} \right) \right] \bar{\pi}_2 = 0.$$

Здесь знаком  $\sim$  отмечены отображения вариаций;  $s$  — параметр преобразования Лапласа.

Для определения передаточной функции приравняем нулю определитель этой системы. В результате получается громоздкое уравнение третьего порядка по  $s$ , которое после ряда преобразований может быть сведено к квадратному уравнению

$$f_1^2 f_2^2 s^2 + \frac{s}{\kappa} \left[ \frac{f_1 f_2}{2} \left( \frac{\bar{y}}{f_1} + \frac{1-\bar{y}}{f_2} \right) - 2f_1^2(1-\bar{y}) - 2f_2^2 \bar{y} \right] - \\ - \frac{1}{\kappa} \{ 2[f_1^2 \kappa_2(1-\bar{y}) + f_2^2 \kappa_1 \bar{y}] + \gamma \} = 0. \quad (19)$$

Обладая отрицательным свободным членом, оно имеет два действительных корня разных знаков. Таким образом, один из корней характеристического уравнения системы (18) расположен в правой полуплоскости. Это решает вопрос об устойчивости стабилизированного решения в отрицательном смысле.

Более сложные соотношения для определения поперечных перетоков не меняют существа дела. Рассмотрим, например, уравнение баланса импульса в поперечном направлении с учетом конвективных членов, используемое в программе COBRA-IIIC [7]

$$\frac{d}{dz}(u^* w_{12}) = -C W_{12} - \frac{\Pi_{12}}{l}(p_1 - p_2), \quad (20)$$

где  $u^*$  — осевая скорость потока в зазоре,  $l$  — размер (в поперечном направлении) выбранного контрольного объема, на границах которого внутри каждой ячейки можно пренебречь динамическим влиянием поперечного перетока.

Переходя в (20) к безразмерным переменным и линеаризуя его в окрестности стабилизированного решения, получим

$$\kappa_3 \frac{dw'}{d\xi} = \pi_2' - \pi_1', \quad (21)$$

где

$$\kappa_3 = l(F_1 + F_2) / \Pi_{12} d_r^2.$$

В уравнение (21) не включен диссипативный член (в линейном представлении), поскольку его отрицательное влияние на устойчивость уже было исследовано.

Исключая из системы (15) с помощью (21) вариацию  $w'$  и вводя перепад давлений между ячейками

$$\pi' = \pi_1' - \pi_2',$$

получаем систему

$$\kappa_3 \frac{d^2 y'}{d\xi^2} = -\pi'; \quad A \frac{dy'}{d\xi} + \frac{1}{2} \frac{d\pi'}{d\xi} = -B y'. \quad (22)$$

Здесь

$$A = \frac{1}{2} \left[ \frac{2\bar{y}}{f_1^2} + \frac{2(1-\bar{y})}{f_2^2} - \frac{1}{2} \left( \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} \right) \left( \frac{\bar{y}}{f_1} + \frac{1-\bar{y}}{f_2} \right) \right], \quad (23) \\ B = \kappa_1 \frac{\bar{y}}{f_2^2} + 2\gamma \left( \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} \right)^2 + \kappa_2 \frac{1-\bar{y}}{f_2^2} > 0.$$

Преобразование (22) по Лапласу дает

$$S^2 \kappa_3 \tilde{y} + \tilde{\pi} = 0; \quad (SA + B) \tilde{y} + \frac{s}{2} \tilde{\pi} = 0,$$

и устойчивость решения определяется свойствами корней характеристического уравнения

$$(\kappa_3/2) s^3 - As - B = 0. \quad (24)$$

Уравнение (24) не удовлетворяет необходимому условию отрицательности вещественных частей корней — коэффициенты его в силу неравенства в (23) имеют разные знаки. Следовательно, некоторые его корни нахо-

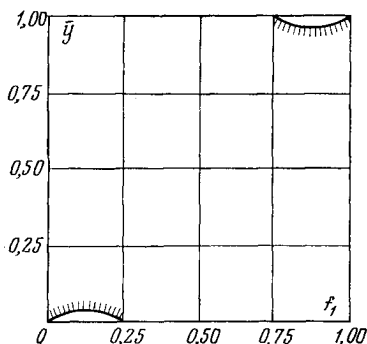


Рис. 2

Рис. 2. Область устойчивости решений уравнения (25)

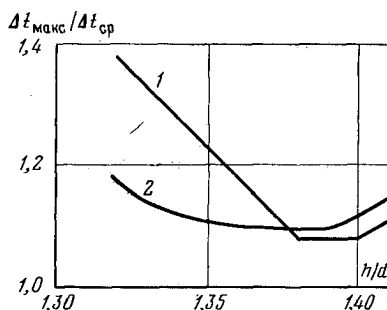


Рис. 3

Рис. 3. Максимальный подогрев среды в наиболее теплонапряженной ячейке, отнесенной к среднему подогреву в канале (19-стержневая сборка, постоянный диаметр обечайки,  $p=70$  бар): 1 — все стержни обогреваются; 2 — центральный стержень не обогревается

дятся в правой полуплоскости, что и в этом случае определяет неустойчивость стабилизированного решения. Не проводя специального анализа, можно указать, что учет инерционных членов в балансе количества движения для поперечного направления не изменит этого вывода, поскольку для вариаций это сведется к квадратичному члену  $w' \cdot \partial w' / \partial x$  (ось  $x$  направлена вдоль зазора), который при линеаризации исчезает.

В реальных каналах изотермические потоки достаточно упорядочены. Неустойчивость решений для некоторых математических моделей противоречит устойчивости реальных потоков. В этом смысле такие модели не адекватны процессам в реальных потоках. Для приведения модели в соответствие с действительностью необходимы, по-видимому, более жесткие связи, ограничивающие различие давлений в ячейках. Рассмотрим, в частности, условие равенства давлений в ячейках

$$\pi_1' = \pi_2' = \pi'.$$

Тогда, исключая из системы (15)  $\pi'$  и  $w'$ , получаем

$$A \frac{dy'}{d\xi} = By', \quad (25)$$

где  $A$  и  $B$  определяются соотношениями (23). Согласно (23)  $B > 0$  и решение уравнения (25), пропорциональное экспоненте  $\exp\{-(B/A)\xi\}$ , будет убывать по длине, если  $A > 0$ . В единичном квадрате на плоскости  $\bar{y}-f_1$  (рис. 2) имеются обширные области положительности параметра  $A$ , соответствующие устойчивости решений системы (12).

Проведенный анализ, в частности, проясняет причины, по которым авторы зарубежных программ были вынуждены включить в свои алго-

ритмы итерационные процессы для определения перетоков, используя в качестве минимизируемой невязки в явной [6] или неявной [5] формах разности давлений (или продольных градиентов давлений) в различных ячейках.

Эти рассуждения явились основанием для принятия в программе ПУЧОК-3 условия равенства давлений в ячейках

$$p_1 = p_2 = \dots = p_N = p. \quad (26)$$

В этом случае уравнение (2) и  $N$  уравнений (3) определяют  $N$  величин расходов по ячейкам и общее давление. Оставшиеся  $N-1$  независимые уравнения (1) служат для определения перетоков  $W_{kn}$ . В тех случаях, когда число связей ячеек (число перетоков) превышает  $N-1$ , т. е. при наличии циклических связей ячеек, к ним добавляются линеаризованные соотношения (7). Суммирование их по ячейкам, образующим цикл, позволяет получить линейные уравнения вида

$$\sum C_{kn} W_{kn} = 0. \quad (27)$$

Уравнения (27) вместе с  $N-1$  уравнениями (1) позволяют выразить перетоки  $W_{kn}$  через продольные градиенты расходов в ячейках и затем исключить  $W_{kn}$  из остальных уравнений. Полученная таким образом система обыкновенных дифференциальных уравнений интегрируется численно методом Эйлера с пересчетом.

Турбулентные члены в уравнениях (3), (4) выражаются через разности параметров в ячейках

$$\tau_{kn}' = (\rho w)'(u_n - u_k); \quad q_{kn}' = (\rho w)'(i_n - i_k), \quad (28)$$

где  $(\rho w)'$  — эффективная массовая скорость турбулентной диффузии. Эта величина является объектом многочисленных экспериментальных исследований [2]. В последние годы наибольшее распространение в зарубежных публикациях получила корреляция [8], которая и используется в программе ПУЧОК-3. Впрочем, при необходимости программа может быть перестроена на использование других зависимостей.

При вычислении гидравлического сопротивления ячеек учитывается влияние формы сечения элементарного канала путем задания в исходной информации постоянных множителей (форм-параметров) для каждой ячейки. Для вычисления падения давления и перераспределения расходов на дистанционирующих решетках необходимо задание в исходной информации к программе коэффициентов сопротивления решетке в ячейках, которые при отсутствии других данных могут быть рассчитаны, исходя из степени стеснения живого сечения ячейки. Для каждой решетки решается система уравнений баланса массы, импульса и энергии в интегральной форме, замыкаемая условием равенства давлений в ячейках за решеткой (в самой решетке давления могут различаться, что позволяет в первом приближении учитывать сжимаемость среды).

Особые проблемы возникли при организации вычислений теплофизических свойств перегретого пара в версии ПУЧОК-3П, предназначенной для анализа пароперегревательных каналов. Используемые для этого формулы должны быть, во-первых, достаточно компактны, во-вторых, в качестве базовых переменных в них должны фигурировать давление и энтальпия. Этим требованиям удовлетворяет только зависимость для удельного объема, предложенная в [9]. Для вычисления других параметров переход от энтальпии к температуре осуществлялся по формуле [10].

Программа ПУЧОК-3 позволяет вести расчеты локального подгрева теплоносителя для широкого круга задач, возникающих в практике реакторостроения, включая анализ аварийных режимов, связанных с локальным пережатием части сечения каналов, и выбор оптимального размещения твэлов, исходя из допустимой температуры оболочки. На рис. 3



показаны, например, результаты расчета максимального подогрева среды в наиболее теплонапряженной ячейке, отнесенного к среднему подогреву потока, в зависимости от относительного шага расположения стержней для 19-стержневой сборки в круглом канале, охлаждаемой перегретым паром при давлении (вариант пароперегревательного канала реактора РБМ-КП [11]). Расчеты показывают существование оптимального в этом смысле шага между стержнями.

Опыт эксплуатации программ ПУЧОК-2 и ПУЧОК-3 подтверждает высказанную выше гипотезу об условиях устойчивости. В расчетах каналов весьма разнообразных конфигураций на различных разностных сетках не наблюдались признаки вычислительной неустойчивости, сообщения о которой имеются в работах [5, 6].

**Обозначения:**  $z$  — координата вдоль оси канала;  $d$  — диаметр;  $g$  — ускорение силы тяжести;  $h$  — шаг между стержнями;  $\Pi$  — периметр;  $F$  — площадь;  $i$  — энтальпия;  $t$  — температура;  $u$  — продольная скорость;  $W$  — поперечный расход на единицу длины зазора;  $w$  — поперечная скорость;  $l$  — длина перемешивания;  $m$  — расход;  $p$  — давление;  $q$  — тепловой поток;  $\lambda$  — коэффициент гидравлического трения;  $\rho$  — плотность;  $\tau$  — напряжение трения.

И н д е к с ы:  $k, n$  — номера ячеек; 0 — начальный; г — гидравлический; ср — средний.

Москва

Поступила в редакцию  
10 IV 1978

#### ЛИТЕРАТУРА

1. J. T. Rogers, N. E. Todreas. ASME, 1968, 90, № 1, 4, 1968.
2. J. Weisman, R. W. Bowring. Nuclear Sci. and Engin., 57, 255, 1975.
3. Ю. В. Миронов, Н. С. Разина, С. В. Шпанский. Вопросы атомной науки и техники, сер. Реакторостроение, вып. 4 (6), 67. ЦНИИАтоминформ, 1973.
4. Ю. В. Миронов, С. В. Шпанский. Атомная энергия, 39, вып. 6, 403, 1975.
5. D. S. Rowe. BNWL-1229, 1970.
6. R. W. Bowring, AEEW-R524, 1967; AEEW-R582, 1968.
7. D. S. Rowe. BNWL-1965, 1973.
8. D. S. Rowe. Trans. ANS, 12, № 2, 805, 1969.
9. Н. Г. Рассохин, А. И. Бисярин, Р. С. Лисовенко. Изв. АН СССР, Энергетика и транспорт, № 5, 169, 1974.
10. R. Pich, K. H. Drehsen. Energie, 6, 218, 1962.
11. Н. А. Доллежал, И. Я. Емельянов. Атомная энергия, 40, вып. 2, 117, 1976.