

# ВЫВОД И ОБОБЩЕНИЕ ФОРМ-ФАКТОРОВ КВАЗИОДНОМЕРНЫХ МОДЕЛЕЙ КОЭФФИЦИЕНТОВ ПРИСТЕННОГО ТРЕНИЯ, ТЕПЛО- И МАССООБМЕНА НЕОДНОРОДНЫХ ПОТОКОВ. СБОРКИ ТВС\*

**Ю.Н. Корниенко**

*ГНЦ РФ-Физико-энергетический институт им. А.И. Лейпунского, г. Обнинск*



Методика построения обобщенных замыкающих соотношений на основе форм-факторов для пристенного трения, тепло- и массообмена [1,2] распространена на описание неоднородного потока теплоносителя в сборках тепловыделяющих стержней. Приведена обобщенная зависимость, связывающая величины коэффициентов трения, тепло- и массообмена на каждой из стенок ТВЭЛ с их общим для сборки значением. Полученные выражения для форм-факторов обобщают лангмюированные интегральные соотношения для коэффициентов трения и массообмена не только в отношении распределенности теплофизических ( $\tau/\phi$ ) свойств и обобщенных массовых сил, но также и геометрии сборки.

## ВВЕДЕНИЕ

Расчетные теплогидравлические исследования конструкций топливных сборок реакторов с водой под давлением (и кипящих), как правило, выполняют с использованием кодов на основе систем с сосредоточенными параметрами, что позволяет заменить тонкую структуру течения теплоносителя в системе параллельных стержней на области с постоянными свойствами, называемые в соответствующих кодах (таких как RELAP5 и COBRA (США), КОРСАР, SC1 (Россия) и др.) моделями каналов и субканалов. Таким образом, возникает проблема нахождения замыкающих соотношений для процессов переноса импульса, тепла и массы, т.е. коэффициентов трения, тепло- и массообмена для таких моделей. При этом обычно применяются коэффициенты трубного типа, основанные на понятии «эквивалентного диаметра». Замыкающие соотношения, построенные на основе этого приближения, хотя просты и удобны, но недостаточно обоснованы и имеют ограниченную область применения, характерную для умеренных равновесных условий течения однородного теплоносителя.

Из литературы известно несколько примеров [3,4] разработки приближенных методик расчета локальных и осредненных для сборки термогидравлических характеристик, опубликовано также большое количество частных эмпирических корреляций и их усовершенствований [5]. Однако практически не затронутыми оказались

*\*Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 03-01-96338).*

© Ю.Н. Корниенко, 2004

проблемы описания и корректного перехода от локальных (по ячейкам) характеристик к интегральным (по всей сборке). Именно эта методическая часть является весьма важной для разработки и обоснования новых, более совершенных замыкающих соотношений и методов субканального и интегрального расчетов, а также для анализа и интерпретации экспериментальных данных.

Ниже изложен более подробный вывод и обобщение аналитических интегральных соотношений, опубликованных в [6-8], для факторов формы коэффициентов пристенного трения, тепло- и массообмена в одно- и двухфазных потоках, включая учет азимутальных неоднородностей распределения переменных и граничных условий при течении неоднородных потоков в сборках твэлов.

Список основных обозначений представлен в [1], остальные приведены по тексту работы.

## 1. ОПИСАНИЕ ПАРАМЕТРОВ И ПЕРЕМЕННЫХ В ОКРЕСНОСТИ ТВЭЛА В ТВС

Описание движения теплоносителя в сборке твэлов удобно рассматривать в «эквивалентной»\*) осесимметричной кольцевой области, ограниченной изнутри радиусом твэла, а снаружи – радиусом эквивалентной кольцевой зоны  $r_0$ , см. рис. 1.

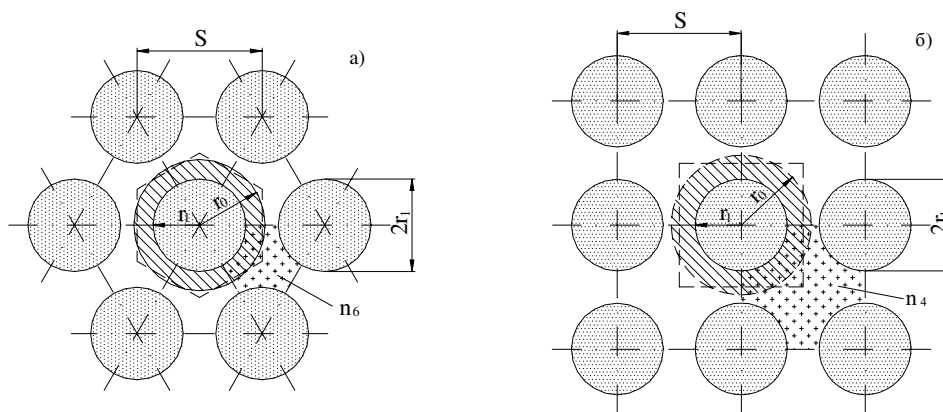


Рис. 1. Геометрические параметры и обозначения для эквивалентного кольцевого канала: а) гексагональная упаковка, б) квадратная упаковка;  $n_6$  и  $n_4$  – типичные субканалы сборки ТВС правильной геометрии

Радиус внешней границы эквивалентного кольцевого канала (ЭКК) определяется из условия равенства площадей указанных на рис. 1 кольцевых фигур

$$r_{0n} = S_n \cdot Ea_n, \quad (1)$$

где геометрический фактор упаковки с шагом  $S_n$ \*\*)  $Ea_6 = S_n \sqrt{\frac{3 \tan 30^\circ}{\pi}}$  и  $Ea_4 = S_n \sqrt{\frac{\tan 45^\circ}{\pi}}$  для гексагональной и квадратной упаковки соответственно.

Исходная формулировка модели основывается, как и ранее [1], на трехмерном описании законов сохранения в рамках модели потока дрейфа и ограничена допущением течения в протяженных сборках твэлов неискаженной геометрии и высоким отношением  $l/d \gg 1$ , что предопределяет наличие одного преимущественного направления изменения – аксиального.

Указанное допущение непосредственно связано с экспериментально подтвержден-

\*) «Эквивалентная» кольцевая зона по своей площади принимается равной элементарной гексагональной или квадратной ячейке, описанной около каждого твэла в «бесконечной» сборке.

\*\*) Индекс  $n$  используется также для обозначения отличающихся (неидентичных) ЭКК в пределах одной сборки.

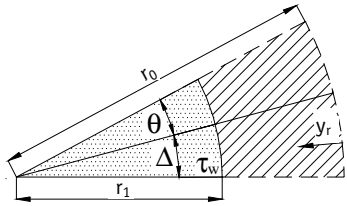


Рис. 2. Сектор эквивалентной кольцевой зоны

ной в [4] гипотезой о «приближенной» универсальности профилей скорости и температуры в направлении нормали к стенке канала сложной формы. Это позволяет физические эффекты в других направлениях учитывать через характеристики переноса и соответствующие модели, опуская уравнения движения для нормальной и азимутальной скоростей.

Поместим начало координат на линию радиуса внешней границы ЭКК (рис. 2), тогда можно записать

$$y = r_{0n} - y_r = r_{0n}(1 - 2\tilde{\delta}_n Y_n), \quad (2)$$

где  $\tilde{\delta}_n = \delta_n / 2r_{0n}$ ,  $Y_n = y_r / \delta_n$  и  $\delta_n = r_{0n} - r_1$ . Это приводит к полной его идентичности с первой зоной кольцевого канала [2]. При этом учет азимутальных изменений можно осуществить подобно [10] с помощью граничных условий на стенках ЭКК. Используемая в настоящей работе система координат (см. рис. 2) обеспечивает преемственность описания эквивалентного кольцевого канала и круглой (кольцевой) трубы [1,2]. Это наряду с использованными ранее унификацией обозначений [1], градиентной моделью переноса (см. табл. 1) и концепцией обобщенного коэффициента переноса субстанции Рейнольдса [11] существенно сокращает количество преобразований при выводе искомых соотношений. В табл. 1 приведены необходимые определения и обозначения переменных, а также плотностей потока субстанций для задач построения замыкающих соотношений термогидравлики в ЭКК с азимутальной неоднородностью. Используя их, нетрудно из унифицированного и обобщенного градиентного представления (см. табл. 1, первую колонку, первую строку) в рамках допущения о «приближенной» универсальности [4] восстановить профили аксиальной скорости, энтальпии и концентрации для гидродинамической, тепловой и массообменной задач, что подробно проиллюстрировано в третьей строке таблицы. Гипотеза о возможности «приближенного» описания профилей фактически означает пренебрежение влиянием вторичных течений в радиальном и азимутальном направлениях. Ее количественное обоснование возможно лишь при сопоставлении численных распределений параметров, полученных с помощью субканальных методик и трехмерных расчетов, что выходит за рамки настоящей работы.

### 1.1. Локальные, местные и осредненные для субканала переменные

В общем случае, при наличии азимутальной неоднородности, следует различать локальные, местные и осредненные значения переменных. Под первыми понимают собственно локальные переменные на стенке и по нормали к ней, тогда как под местными, заключенными в криволинейные скобки  $\langle \phi \rangle$ , помеченными индексом  $\theta$  или  $\wedge$ , понимают осредненные по (конечному) углу  $\theta$  величины (рис. 1, 2). Соотнося азимутальный угол с  $1/6$  ( $1/12$ ) или  $1/4$  ( $1/8$ ) величиной доли ЭКК, получаем логичное и конкретное определение местных (или осредненных по углу соответствующего субканала) переменных для данного твэла.

Это обеспечивает возможность более строгих и «тонких» (чем традиционные [12] субканальные методы) расчетных анализов и интерпретаций опытных данных. Кроме того, такое определение субканала предоставляет дополнительную возможность описания индивидуальных характеристик на его сторонах, что особенно важно для аналитического и численного моделирования, например, локального кризиса теплообмена или сопротивления в неоднородном потоке. Возможно также азимутальное осреднение, «сканирующее» (в полярных координатах  $r-\theta$ ) несколько рядов субка-

Таблица 1

**Формулировки локальных и осредненных по углу  $\theta$  плотностей потока субстанций, чисел и коэффициентов для эквивалентного кольцевого канала п сборки тепловыделяющих стержней**

	1	2	3	4
1. Плотность потока	субстанции $J = \rho \varepsilon_T \frac{\partial \varphi}{\partial y}$	движения $\tau = -\rho \nu \frac{\partial w}{\partial y}$	тепла $q = \rho k_r \frac{\partial h}{\partial y}$	массы $N = \rho D_r \frac{\partial c}{\partial y}$
2. Коэффициент переноса	$\varepsilon_{T0} = \varepsilon_0 + \varepsilon_{T0}^+$ ; $(\tilde{\varepsilon}_{T0} = \varepsilon_{T0} / \varepsilon_{w0})$	$\tilde{\nu}_{T0} = \tilde{\nu}_0 + \tilde{\nu}_{T0}^+$ ( $\tau$ - турбулентное)	$\tilde{k}_{T0} = \tilde{k}_0 + \tilde{k}_{T0}^+$ ; $P_{T0} / P_{T0}^+$ ( $\tau$ -общее)	$\tilde{D}_{T0} = \tilde{D}_0 + \tilde{D}_{T0}^+$ ; $S_{T0} / S_{T0}^+$
3. Осредненная переменная $\varphi_0 (w_0, h_0, (T_0), c_0)$	$\varphi_{w0}^+ - \varphi_0^+ = \frac{Pe_{J*0}}{\theta} \int_0^1 \int_0^1 \frac{\tilde{J}}{\tilde{r} \tilde{\varepsilon}_T} dY d\theta$	$w_0^+ = \frac{Re_{*0}}{\theta} \int_0^1 \int_0^1 \frac{\tilde{\tau}}{\tilde{r} \tilde{\nu}_T} dY d\theta$	$h_{w0}^+ - h_0^+ = \frac{Pe_{*0}}{\theta} \int_0^1 \int_0^1 \frac{\tilde{q}}{\tilde{r} \tilde{k}_T} dY d\theta$	$c_{w0}^+ - c_0^+ = \frac{Pe_{N*0}}{\theta} \int_0^1 \int_0^1 \frac{\tilde{N}}{\tilde{r} \tilde{D}_{T0}} dY d\theta$
4. Субстанция трения	$\varphi_{*0} = J_{w0} / (\rho_{w0} w_{*0})$	$w_{*0}^2 = \tau_{w0} / \rho_{w0}$	$h_{*0} = q_{w0} / (\rho_{w0} w_{*0})$	$c_{*0} = N_{w0} / (\rho_{w0} w_{*0})$
5. Осреднение по кольцевому сектору $A_0$	$\varphi_0 = \frac{A_0}{\int_0^1 \int_0^1 \rho w^\sigma dA} \int_0^1 \int_0^1 \rho w^\sigma dA$	$w_0 = \frac{\int_0^1 \int_0^1 \rho w 2\pi y dy d\theta}{\int_0^1 \int_0^1 \rho 2\pi y dy d\theta}$	$T_{f0} = \frac{\int_0^1 \int_0^1 T_f \rho w (1 - 2\tilde{\delta}_n Y_n) dY d\theta}{\int_0^1 \int_0^1 \rho w (1 - 2\tilde{\delta}_n Y_n) dY d\theta}$	$c_0 = \frac{\int_0^1 \int_0^1 c (1 - 2\tilde{\delta}_n Y_n) dY d\theta}{\int_0^1 \int_0^1 \rho w (1 - 2\tilde{\delta}_n Y_n) dY d\theta}$ если $\rho w \neq f(Y, \theta)$
6. Число переноса - по субстанции трения	$Pe_{J0} = \frac{J_{w0}}{\rho_{w0} \tilde{\nu}_{T0} (\varphi_{w0} - \varphi_0)}$	$Re = \frac{w_0}{\nu} = \frac{w_0}{\tau_{w0} / \rho_{w0}}$	$Pe = \frac{q_{w0}}{h_{w0} - h_0} = \frac{q_{w0}}{h_{w0} - h_0}$	$Pe_{N0} = \frac{N_{w0}}{c_{w0} - c_0} = \frac{N_{w0}}{c_{w0} - c_0}$
7. Коэффициент трения, тепло- и массообмена	$St_{J0} = \frac{J_{w0}}{\rho_{w0} \tilde{\nu}_{T0} (\varphi_{w0} - \varphi_0)}$	$\lambda_{*0} = \frac{8\tau_{w0}}{\rho_{w0} w_0^2} = \frac{8\tau_{w0}}{\rho_{w0} w_0^2}$	$h_{q0} = q_{w0} / (T_{w0} - T_{f0})$	$\alpha_{N0} = \frac{N_{w0}}{c_{w0} - c_0} = \frac{N_{w0}}{c_{w0} - c_0}$
8. Плотность потока Рейнольдса	$Rm_{J0} = J_{w0} / \tilde{\nu}_{T0} (\varphi_{w0} - \varphi_0)$	$Rm_{*0} = \tau_{w0} / w_0$ для $w_{*0} = 0$	$Rm_{q0} = q_{w0} / (h_{w0} - h_0)$	$Rm_{N0} = N_{w0} / (c_{w0} - c_0)$
9. Число Стантона субстанции для кольцевого сектора $\theta$	$\frac{1}{St_{J0}} = \frac{\tilde{\nu}_{T0} Pe_{J0}}{\theta} \int_0^1 \int_0^1 \frac{\tilde{J}}{\tilde{r} \tilde{\varepsilon}_T} dY d\theta$	$\frac{1}{\lambda_{*0}} = \frac{Re_0}{8} \int_0^1 \int_0^1 \frac{\tilde{\tau}}{\tilde{r} \tilde{\nu}_T} dY d\theta$	$\frac{1}{St_{q0}} = \frac{Pe_{q0}}{\theta} \int_0^1 \int_0^1 \frac{\tilde{q}}{\tilde{r} \tilde{k}_T} dY d\theta$	$\frac{1}{St_{N0}} = \frac{Pe_{N0}}{\theta} \int_0^1 \int_0^1 \frac{\tilde{N}}{\tilde{r} \tilde{D}_{T0}} dY d\theta$

налов (вплоть до последнего), что полезно при разработке моделей укрупненных ячеек (или каналов) активных зон.

После масштабирования локальных переменных в уравнении (см. табл. 1, первую колонку, первую строку) относительно их значений на стенке и интегрирования по радиусу  $Y$  и углу  $\theta$  получим профиль изменения каждого из рассматриваемых потенциалов в поперечном сечении кольцевого сектора ЭКК. Осредненный по круговому сектору  $\theta$  (местный) профиль переменной  $\varphi$  имеет вид

$$\langle \varphi_w^+ \rangle - \langle \varphi^+ \rangle = \varphi_{w\theta}^+ - \varphi_\theta^+ = Pe_{j*} \frac{1}{\theta} \int_0^\theta \int_Y^1 \frac{\tilde{J}(Y, \theta)}{\tilde{\rho}(Y, \theta) \tilde{\epsilon}_r(Y, \theta)} dY' d\theta, \quad (3)$$

где  $\tilde{J}(Y, \theta) = J(Y, \theta) / \bar{J}_w(\theta)$  для местного  $\theta$  или субканального осреднения  $0 \leq \theta_n \leq 1$ ,  $\theta_n = \theta_n^\circ / 360^\circ$  - азимутальная переменная в градусной мере. При этом для идентификации течения по какому-либо из субканалов (или его азимутальной зоне) использованы индекс  $n$  и представление геометрии субканалов из рис. 1 и 2. В общем случае при рассмотрении гексагонального или квадратного субканала в виде трех или четырех кольцевых зон с отличающимися профилями переменных и граничными условиями по зонам необходимо рассматривать решения по каждой из зон отдельно. Здесь следует отметить, что хотя возможно влияние одной зоны на другую, в настоящей работе предполагается отсутствие такого эффекта.

Таким образом, предложенное азимутальное осреднение по фрагментам сборки, субканала или его части на основе ЭКК представляет собой корректный метод получения осредненных квазиодномерных моделей контрольных объемов различной величины: локальных, субканальных и для сборки в целом.

## 1.2. Связь теплогидравлических характеристик субканала и эквивалентного канала сборки с их местными значениями на каждой из стенок

В рамках описанной выше модели ЭКК, используя осредненные уравнения неразрывности и движения по зонам ЭКК и эквивалентного канала сборки (ЭКС) в целом, нетрудно, подобно [3] для идентичных ЭКК, получить искомую связь между общим и индивидуальными для каждой из стенок коэффициентами трения в виде следующего гармонического соотношения:

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = \sum_1^M \sum_1^N \sqrt{\frac{\tilde{d}_{mn}}{\lambda_{mn} \langle \tilde{\rho} \rangle_{mn}}} \tilde{A}_{mn}, \quad (4)$$

где

$$\langle \tilde{\rho} \rangle_{mn} = \langle \rho \rangle_{mn} / \sum_1^M \sum_1^N \langle \rho \rangle_{mn}, \quad (5)$$

$N$  - общее число ЭКК данного типа. При наличии в сборке ЭКК нескольких, например,  $m$  типов общим числом  $M$ , необходимо суммирование по всем типам каналов. Для однородной сборки из идентичных ЭКК  $M \equiv 1$  приходим к обобщению метода Rehme [3] в отношении учета плотности. Относительный гидравлический диаметр зоны  $\tilde{d}_{mn}$  для  $n$ -ого ЭКК типа  $m$  определяется через соответствующие площади  $A$  и периметры  $\Pi$  как

$$\tilde{d}_m = \frac{d_m}{d_{m\bar{z}}} = \frac{4A_{mn}}{\Pi_{mn}} / \sum_1^M \left( 4 \sum_1^N A_{mn} / \sum_1^N \Pi_{mn} \right), \quad (6)$$

относительная площадь рассматриваемого ЭКК имеет вид соотношения

$$\tilde{A}_{mn} = A_{mn} / \sum_1^M \sum_1^N A_{mn}, \quad (7)$$

которое легко может быть выражено через геометрические характеристики (1). Общим свойством гармонического соотношения (4) является то, что вклад сопротивления данного типа зависит как от общего числа его ЭКК, так и от весовых геометрических коэффициентов.

В условиях применимости аналогии Рейнольдса зависимость (4) описывает также и коэффициенты тепло- и массообмена в виде соответствующих чисел Стантона. При отсутствии аналогии Рейнольдса, используя осредненные уравнения неразрывности и энергии по зонам ЭКК и ЭКС в целом, нетрудно получить искомую связь между коэффициентами тепло(или массо)обмена на разных стенках и общим для всего ЭКС:

$$\frac{1}{\sqrt{St_J}} = \sum_1^M \sum_1^N \sqrt{\frac{\tilde{d}_{mn}}{St_{Jmn} \langle \tilde{\rho} \rangle_{mn}}} \tilde{A}_{mn}, \quad (8)$$

индекс  $J$ , как и выше, является признаком тепловой  $q$  или массообменной  $N$  задачи.

### 1.3. Распределение плотности потока субстанции

Исходным является дифференциальное уравнение переноса [1], записанное для обобщенной плотности потока субстанции в рамках приближения пограничного слоя, в котором кроме представленных в [2] механизмов  $e=1 \div 4$  добавлен учет азимутальных изменений переменных и граничных условий  $e=5$  и  $6$ :

$$\frac{1}{y} \frac{\partial}{\partial y} (y J_{y\theta}) = -I_{y\theta} + \rho w \frac{\partial \varphi}{\partial z} + \rho v \frac{\partial \varphi}{\partial y} - \rho \frac{\partial \varphi}{\partial t} + \rho v_\theta \frac{1}{y} \frac{\partial \varphi}{\partial \theta} - \frac{1}{y} \frac{\partial J_\theta}{\partial \theta}, \quad (9)$$

где  $v$  и  $v_\theta$  и  $\theta$  и  $J_\theta$  - радиальная и азимутальная скорости, угол и плотность потока субстанции  $I_{y\theta}$  - источник-(стоковый) член. Рассматриваемый ЭКК приведен на рис.1 и 2.

После масштабирования переменных в уравнении (9) для локальной плотности потока субстанции, интегрирования его по сечению зоны  $n$  идентичных ЭКК, сначала с переменным верхним пределом  $Y$ , а затем до стенки ЭКК  $Y=1$  и объединения полученных интегралов (с использованием обозначений табл. 2) получим

$$\tilde{J}_n(Y, \theta) = \frac{1 - 2\tilde{\delta}_n}{1 - 2\tilde{\delta}_n Y} \Re_{Jn} \left[ \tilde{J}_{wn}(\theta) + \frac{2\tilde{\delta}_n}{1 - 2\tilde{\delta}_n} \sum_e \Phi_{e\varphi n} K_{e\varphi n} \right], \quad (10)$$

где весовая функция

$$\Re_{Jn} = \int_0^Y (\rho w)_n^\sigma (1 - 2\tilde{\delta}_n Y_n) dY / \int_0^1 (\rho w)_n^\sigma (1 - 2\tilde{\delta}_n Y_n) dY \quad (11)$$

после осреднения по углу  $\theta$  примет вид

$$\Re_{Jn}^\wedge = \int_0^{\theta} \int_0^{Y_n} (\rho w)_n^\sigma (1 - 2\tilde{\delta}_n Y_n) dY d\theta / \int_0^{\theta} \int_0^1 (\rho w)_n^\sigma (1 - 2\tilde{\delta}_n Y_n) dY d\theta. \quad (12)$$

Она построена на основе массовой скорости для уравнения энергии ( $J=q$ ) и конвективной диффузии ( $J=N$ ) при  $\sigma=1$ . Для «ударных» (плоских) профилей массовой скорости при  $\rho w_n \neq f(Y, \theta)$ , а также при рассмотрении уравнения движения ( $J=\tau$ ) при  $\sigma=0$  имеем

$$\Re_{Jn}|_{\sigma=0} = \Re_{\tau n} = Y_n (1 - \tilde{\delta}_n Y_n) / (1 - \tilde{\delta}_n), \quad (13)$$

Таблица 2

**Определения осреднений компонент  $\Phi_{\text{эфл}}^{\wedge}$  и форм-факторов  $K_{\text{эфл}}^{\wedge}$  уравнения переноса субстанции ( $\varphi_n$ ) по азимутальным зонам ( $\theta$ ) для  $n$ -ого ЭКК**

$e$	Осредненные компоненты переноса $\Phi_{\text{эфл}}^{\wedge}$	Форм-факторы профиля $\varphi$ -переменной $K_{\text{эфл}}^{\wedge}$
1	$\Phi_{\varphi n}^{\wedge} = \frac{1}{\theta} \int_0^1 \int_0^{\tilde{\delta}_n} \tilde{I}_{\varphi n} Y_n dY d\theta$ , где $Y_n = 1 - 2\tilde{\delta}_n Y'$ (1)	$K_{\varphi n}^{\wedge} = 1 - \frac{1}{\theta} \int_0^1 \int_0^{\tilde{\delta}_n} \tilde{I}_{\varphi n} Y_n dY d\theta / (\Phi_{\varphi n}^{\wedge} \mathfrak{R}_{J_n}^{\wedge})$ (2)
⊗ 2	$\Phi_{z\varphi n}^{\wedge} = \frac{1}{\theta} \int_0^1 \int_0^{\tilde{\delta}_n} \tilde{\rho}_n w_n^+ \frac{\partial \varphi_n^+}{\partial Z} Y_n dY d\theta$ (3)	$K_{z\varphi n}^{\wedge} = 1 - \frac{1}{\theta} \int_0^1 \int_0^{\tilde{\delta}_n} \tilde{\rho}_n w_n^+ \frac{\partial \varphi_n^+}{\partial Z} Y_n dY d\theta / (\Phi_{z\varphi n}^{\wedge} \mathfrak{R}_{J_n}^{\wedge})$ (4)
3	$\Phi_{y\varphi n}^{\wedge} = \frac{1}{\theta} \int_0^1 \int_0^{\tilde{\delta}_n} \tilde{\rho}_n v_n^+ \frac{\partial \varphi_n^+}{\partial Y} Y_n dY d\theta$ (5)	$K_{y\varphi n}^{\wedge} = 1 - \frac{1}{\theta} \int_0^1 \int_0^{\tilde{\delta}_n} \tilde{\rho}_n v_n^+ \frac{\partial \varphi_n^+}{\partial Y} Y_n dY d\theta / (\Phi_{y\varphi n}^{\wedge} \mathfrak{R}_{J_n}^{\wedge})$ (6)
4	$\Phi_{\omega\varphi n}^{\wedge} = \frac{1}{S r_n \theta} \int_0^1 \int_0^{\tilde{\delta}_n} \tilde{\rho}_n \frac{\partial \varphi_n^+}{\partial \tilde{t}} Y_n dY d\theta$ (7)	$K_{\omega\varphi n}^{\wedge} = 1 - \frac{1}{S r_n \theta} \int_0^1 \int_0^{\tilde{\delta}_n} \tilde{\rho}_n \frac{\partial \varphi_n^+}{\partial \tilde{t}} Y_n dY d\theta / (\Phi_{\omega\varphi n}^{\wedge} \mathfrak{R}_{J_n}^{\wedge})$ (8)
5	$\Phi_{\theta\varphi n}^{\wedge} = \frac{1}{\theta} \int_0^1 \int_0^{\tilde{\delta}_n} \tilde{\rho} v_{\theta}^+ \frac{\partial \varphi^+}{\partial \theta} dY d\theta / \mathfrak{R}_{J_n}^{\wedge}$ (9)	$K_{\theta\varphi n}^{\wedge} = 1 - \frac{1}{\theta} \int_0^1 \int_0^{\tilde{\delta}_n} \tilde{\rho} v_{\theta}^+ \frac{\partial \varphi^+}{\partial \theta} dY d\theta / (\Phi_{\theta\varphi n}^{\wedge} \mathfrak{R}_{J_n}^{\wedge})$ (10)
6	$\Phi_{\theta J_n}^{\wedge} = \frac{1}{\theta} \int_0^1 \int_0^{\tilde{\delta}_n} \frac{\partial \tilde{J}_{\theta}}{\partial \theta} dY d\theta / \mathfrak{R}_{J_n}^{\wedge}$ (11)	$K_{\theta J_n}^{\wedge} = 1 - \frac{1}{\theta} \int_0^1 \int_0^{\tilde{\delta}_n} \frac{\partial \tilde{J}_{\theta}}{\partial \theta} dY d\theta / (\Phi_{\theta J_n}^{\wedge} \mathfrak{R}_{J_n}^{\wedge})$ (12)

⊗- отсутствует для плотности теплового потока и потока массы, полученных с использованием  $\partial \varphi_{\text{эфл}}^+ / \partial Z$

откуда получаем линейную (при  $\tilde{\delta}_n \ll 1$ ) или квадратичную (при  $\tilde{\delta}_n \gg 1$ ) зависимость  $\mathfrak{R}_{J_n}$  по сечению каждой из зон, интерпретируя их плоской щелью или круглой трубой соответственно, тогда как общий множитель перед скобкой в уравнении для обобщенной плотности потока субстанции, в частности для профиля вязких напряжений, остается линейным. Деформация линейного профиля  $J_n$  происходит как за счет рассматриваемых эффектов  $e$  на основе представляемых ниже форм-факторов, геометрии ЭКК, так и за счет  $\tilde{J}_{\text{эфл}}(\theta)$ .

Как и для круглой трубы [1], отсутствие влияния радиально распределенных эффектов, включая массовую скорость  $\rho_n w_n \neq f(Y)$ , а также  $\Phi_{\text{эфл}} \rightarrow 0$  и/или  $K_{\text{эфл}} \rightarrow 0$ , приводит к обычному линейному распределению плотности потока субстанции: вязких напряжений, плотности потока тепла и массы [11] по каждой из зон ЭКК. И наоборот, в случае заметного их влияния зависимость (10) обеспечивает поправку к линейному распределению тем большую, чем выше значения соответствующей компоненты, форм-фактора и  $\tilde{J}_{\text{эфл}}(\theta)$ .

## 2. ОПРЕДЕЛЕНИЯ И ФИЗИЧЕСКИЙ СМЫСЛ ФОРМ-ФАКТОРОВ В КОЛЬЦЕВЫХ ЗОНАХ

Подобно круглой (кольцевой) трубе [1,2] компоненты  $\Phi_{\text{эфл}}^{\wedge}$  и форм-факторы  $K_{\text{эфл}}^{\wedge}$  управляют поведением плотности потока субстанции (10) при течении в ЭКК. Они ответственны за эффекты распределенных в поле течения переменных и источников/стоков субстанций и приведены в табл. 2 для осредненной  $\wedge$  по углу ( $\theta$ ) зоны ЭКК. Компонента  $\Phi_{\text{эфл}}^{\wedge}$  отражает нормированный относительно «шкалы трения» масштаб данного явления  $e$ . Форм-фактор  $K_{\text{эфл}}^{\wedge}$  представляет собой меру отличия локальной

переменной от средне-интегрального значения, отнесенный к величине этой компоненты в азимутальной зоне ЭКК. Использование форм-фактора, осредненного по углу ( $\theta$ ) зоны ЭКК, обеспечивает возможность более детального описания рассматриваемого субканала.

Осредненные компоненты  $\Phi_{\text{эфл}}^{\wedge}$  и форм-факторы  $K_{\text{эфл}}^{\wedge}$  обобщенного уравнения переноса субстанции, приведенные в табл. 2, обращаются в соответствующие компоненты и форм-факторы для уравнений количества движения, тепла и конвективной диффузии, описывающие влияние формы профиля переменных  $\varphi$  ( $= w, v, h$  или  $T$  и  $c$ ), а также источников/стоков субстанций. При этом компоненты  $\Phi_{\text{эфл}}^{\wedge}$  можно охарактеризовать как обобщенные субстанциональные массовые силы, в частности, связанные с источниками ( $e=1$ ) или с процессами аксиального ( $e=2$ ) и радиального ( $e=3$ ) ускорений, а также нестационарностью ( $e=4$ ), азимутальным ( $e=5$ ) ускорением и изменением ( $e=6$ ) плотности потока субстанции. Они представляют собой обобщение чисел Грасгофа для этих процессов, что нетрудно проверить непосредственной подстановкой соответствующих переменных в каждом из рассматриваемых законов сохранения для условий течения в ЭКК.

Таким образом, форм-факторы  $K_{\text{эфл}}^{\wedge}$  по своему физическому и математическому смыслу отражают меру влияния радиально и азимутально распределенных в поперечном сечении эффектов обобщенных массовых сил и граничных условий, как на плотность потока субстанции, так и на соответствующие замыкающие соотношения квазиодномерной модели ЭКК.

### 3. АНАЛИТИЧЕСКИЕ ЗАВИСИМОСТИ ДЛЯ КОЭФФИЦИЕНТОВ ТРЕНИЯ, ТЕПЛО- И МАССООБМЕНА, ОСРЕДНЕННЫЕ ПО АЗИМУТАЛЬНЫМ ЗОНАМ ЭКК

При допущении о неизменности аксиального градиента давления в поперечном сечении зоны ( $\theta$ ) ЭКК из уравнения для коэффициента трения (см. табл. 1, колонка 2, строка 9) и уравнения (10) после интегрирования по частям получим следующую обобщенную зависимость для коэффициента трения:

$$\frac{8}{\lambda_{\theta n}} = \text{Re}_{\theta n} \cdot \frac{1}{\theta} \int_0^{\theta} \int_0^{Y_n} \left( \bar{\tau}_{wn} + \frac{2\tilde{\delta}_n}{1-2\tilde{\delta}_n} \sum_e \Phi_{ewn} K_{ewn} \right) \frac{\langle \tilde{p} \rangle_{Y_n} (1-2\tilde{\delta}_n) \cdot \Re_{\tau n}}{\tilde{p}_n \tilde{v}_{Tn} (1-2\tilde{\delta}_n Y_n)} dY d\theta, \quad (14)$$

где интегральные компоненты и форм-факторы идентичны соотношениям (1)-(12) табл. 2 при замене  $\varphi$  на  $w$  и  $I_v$  на  $rg$ :

$$\langle \tilde{p} \rangle_{Y_n}^{\wedge} = \int_0^{\theta} \int_0^{Y_n} \tilde{p}_n (1-2\tilde{\delta}_n Y_n) dY d\theta / \int_0^{\theta} \int_0^{Y_n} \tilde{p}_n (1-2\tilde{\delta}_n Y_n) dY d\theta. \quad (15)$$

Соотношение (14) для коэффициента сопротивления трения учитывает не только радиальные профили плотности, аксиального  $\Phi_{zw}$  и радиального  $\Phi_{yw}$  ускорений потока в поле течения, но также их азимутальные изменения и влияние профилей граничных условий  $\bar{\tau}_{wn}$ .

Полагая, как и выше, что в рассматриваемой зоне ( $\theta$ ) ЭКК аксиальный градиент энтальпии (и концентрации) не является функцией радиальной координаты из уравнения для коэффициента тепло- (или массо-) обмена (см. табл. 1 колонки 3 или 4, строка 9) и уравнения (10), после интегрирования по частям получим

$$\frac{1}{St_{q\theta n}} = \frac{Pe_{\theta n} \tilde{\eta}_{\theta n}}{\theta} \int_0^{\theta} \int_0^{Y_n} \left( \bar{q}_w + \frac{2\tilde{\delta}_n}{1-2\tilde{\delta}_n} \sum_e \Phi_{ehn} K_{ehn} \right) \frac{(1-2\tilde{\delta}_n) \cdot \Re_{qn}^2}{\tilde{p}_n \tilde{k}_{Tn} (1-2\tilde{\delta}_n Y_n)} dY d\theta, \quad (16)$$



где интегралы  $\Phi_{ehn}$  и  $K_{ehn}$  идентичны (1)-(12) табл. 2 при замене переменной  $\varphi$  на  $h$  и  $I_v$  на  $q_v$ :

$$\langle \tilde{q}_v \rangle_{Y_n}^{\wedge} = \int_0^{\theta} \int_0^{Y_n} \tilde{q}_{vn} (1 - 2\tilde{\delta}_n Y_n) H Y d\theta / \int_0^{\theta} \int_0^1 \tilde{q}_{vn} (1 - 2\tilde{\delta}_n Y_n) H Y d\theta. \quad (17)$$

Зависимость для коэффициента массообмена  $St_{Nqn}$  функционально идентична уравнению (16), отличаясь лишь коэффициентом  $\tilde{\eta}=1$  и индексом  $N$  вместо  $q$ .

Сопоставление полученных уравнений (14) и (16) с цитируемыми в литературе [1,2] позволяет утверждать, что они являются обобщением не только интегральных соотношений Лайона, Новикова-Воскресенского, Петухова-Попова для описания теплообмена однофазных потоков в плоских и круглых каналах, но и замыкающих соотношений по трению и тепло- и массообмену [1,2,6-9] для течений неоднородных потоков в кольцевых каналах с учетом эффектов азимутальных изменений переменных.

К сожалению, в литературе отсутствуют опытные данные, содержащие замеры всех необходимых локальных профилей переменных в сечениях ТВС, которые позволили бы осуществить опытную проверку принятых допущений и полученных зависимостей для субканалов. Проведенное сравнение экспериментально зафиксированных для сборки в целом [13] эффектов аномального увеличения коэффициентов теплообмена при низких массовых скоростях показало вполне адекватное их описание с помощью настоящего квазиодномерного подхода.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлено развитие методики [1,2] построения обобщенных лайон-подобных интегральных замыкающих соотношений на основе форм-факторов для коэффициентов пристенного трения, тепло- и массообмена для течений неоднородного потока теплоносителя в каналах и субканалах сборки стержней, показаны их предельные переходы к плоской щели и круглой трубе. Форм-факторы  $K_{exp}^{\wedge}$  по своему физическому и математическому смыслу отражают влияние радиально и азимутально распределенных по сечению эквивалентного кольцевого канала обобщенных субстанциональных массовых сил и граничных условий на поведение плотности потока субстанции и, следовательно, на интегральные замыкающие соотношения.

Получено обобщенное гармоническое соотношение, связывающее величины коэффициентов трения, тепло- и массообмена на каждой из стенок с их общим для сборки стержней значением; при этом учтено наличие в сборке ТВС субканалов различного типа.

Предложенный квазиодномерный метод представляет собой основу для наиболее полного, теоретически последовательного и строгого учета эффектов радиальной и азимутальной неоднородностей, логично увязывает между собой локальные интегральные и фрагментарные модели, необходимые для обоснования новых замыкающих соотношений термогидравлики в каналах и субканалах сборок тепловыделяющих стержней.

## Литература

1. Корниенко Ю.Н. Вывод и обобщение форм-факторов квазиодномерных моделей коэффициентов пристенного трения, тепло- и массообмена неоднородных потоков. Каналы круглой и щелевой геометрии // Известия вузов. Ядерная энергетика. – 2003. – № 3. – С. 105-115.
2. Корниенко Ю.Н. Вывод и обобщение форм-факторов квазиодномерных моделей коэффициентов пристенного трения, тепло- и массообмена неоднородных потоков. Каналы кольцевой геометрии // Известия вузов. Ядерная энергетика. – 2004. – № 1. – С. 113-122.
3. Rehme K. Simple method of predicting friction factors of turbulent flow in non-circular channels. // Int. J. Heat Mass Transfer. – 1973. – V.16. – P.933-950.

4. Субботин В.И., Ибрагимов М.Х., Ушаков П.А. и др. Гидродинамика и теплообмен в атомных энергетических установках (основы расчета). - М.: Атомиздат, 1975. - 405с.
5. Cesna B. Development of the fundamentals for the thermalhydraulic calculation of the high temperature heat-generating assemblies. // Habilitation theses. - Kaunas: Lithuanian Energy Institute, 2002.
6. Kornienko Y.N. Generalized integral forms for friction, heat and mass transfer coefficients // Int. J. Heat Mass Transfer. - 1995. - V.38. - №16. - P.3103-3108.
7. Kornienko Y.N. Development of the Analytical Closure Relationships Descriptions for One- and Two-Phase Wall Friction, Heat and Mass Transfer Coefficients for Subchannel Analysis. // Proc. of the 6<sup>th</sup> Int. Conf. on Nuclear Engineering (San Diego, CA, USA, May 10-15, 1998). Paper-6194, CD-Room, Trac.7.
8. Kornienko Y.N. On development of Analytical Closure Relationships for Local Wall Friction, Heat and Mass Transfer Coefficients for Sub-Channel Codes. // International Atomic Energy Agency. - TECDOC-1157. - LMFR core thermohydraulics: Status and prospects. - Vienna. - Austria. - 2000. - P.347-363.
9. Корниенко Ю.Н. Квазиодномерные модели и замыкающие соотношения теплогидравлики двухфазных потоков/Труды 3 Российской национальной конференции по теплообмену. - 2002. - Т.5. - С.80-83.
10. Корниенко Ю.Н. Параметры распределений квазиодномерных моделей двухфазных неравновесных потоков. Обобщение для течений в кольцевых каналах и ТВС//Известия вузов. Ядерная энергетика. - 2002. - № 4. - С.79-90.
11. Рейнольдс Ф.Дж. Турбулентные течения в инженерных приложениях. - М.: Энергия, 1979. - 408 с.
12. Селиванов В.М., Корниенко Ю.Н., Сорокин А.П. Методы и программы поканального теплогидравлического анализа сборок твэл, охлаждаемых кипящим теплоносителем: Обзорная информация. ОБ-110. - Обнинск: ФЭИ, 1980. - 65с.
13. Корниенко Ю.Н. Разработка квазиодномерных моделей и замыкающих соотношений теплогидравлики двухфазных потоков для кодов улучшенных оценок/Труды 2 Всероссийской конференции «Обеспечение безопасности АЭС с ВВЭР», Подольск, 19-23 ноября 2001, CD-Room.

Поступила в редакцию 20.04.2003

hardened material is concentrated on length up to 80-100 cm, that satisfactorily corresponds to experimental

**УДК 532.582**

*Derivation and generalization of the form-factors for quasi-one-dimension models of wall friction, heat- and mass transfer coefficients in non-homogeneous coolant flow. Pin bundles* \Yu.N. Kornienko; Editorial board of journal "Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika" (Communications of Higher School. Nuclear Power Engineering). – Obninsk, 2004. – 10 pages, 2 illustration, 2 tables. – References 13 titles.

The method of derivation and construction of generalized closure relationships based on form-factor notion for wall friction, heat- and mass transfer coefficients [1,2] is extend on description of non-homogeneous coolant flow in the pin bundle geometry. A generalized closure relationship between friction, heat- and mass transfer coefficients for each of the pin wall with their total bundle value is presented. The obtained form-factors descriptions generalize Lyon-type integral relationships for friction, heat- and mass transfer coefficients not only for thermophysical properties and generalized body forces distributions, but also pin bundle geometry.

**УДК 626.039.553.34**

*Mathematical Modeling of High-Temperature Heat Pipes Operation in Heat Transfer Units of Modern Nuclear Power Plants* \G.V. Kuznetsov, S.F. Sandu; Editorial board of journal "Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika" (Communications of Higher School. Nuclear Power Engineering). – Obninsk, 2004. – 8 pages, 4 illustration. – 10 References titles.

The work is devoted to mathematical modeling of heat and mass transfer processes, proceeding in heat transfer units of nuclear power plants, manufactured on the basis of high-temperature heat pipes. The statement of a task about a temperature field of a typical high-temperature heat pipe, working on a principle of closed vaporization and condensation cycle is realized. The comparison of calculation results of a probable working area, a maximal heat transfer, and a steam temperature lengthwise distribution with known experimental data is held. On the basis of the developed mathematical model the forecasting modeling of operation of the heat-transfer system, intended for an experimental research of heat rejection from an active zone of a power reactor facility, is carried out. The results of prognostic simulation of operation of "turned" heat pipe are considered.

The analysis of results of numerical research has allowed to make a conclusion that the mathematical modeling of heat and mass transfer processes, proceeding in heat transfer units of modern nuclear power plants, gives the information adequately interpreting processes, proceeding in researched devices, and allowing to predict as normal, and dangerous modes of their operation.

**УДК 65.015.3:621.039**

*System Approach to Staff Assessment* \G.A. Reimarov, R.K. Gritsuk; Editorial board of journal "Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika" (Communications of Higher School. Nuclear Power Engineering). – Obninsk, 2004. – 8 pages, 3 illustration. – References 3 titles.

A formulation of personnel performance assessment problem from stands of systems analysis is given in the paper. A technique of personnel evaluation by experts is described. Outcomes obtained from use of system of staff assessment "Persona" at nuclear and conventional power plants are given.

**УДК 519.7:539.1.03**

*Simulation of Transition Radiation for Charged Particles Moving in Heterogeneous Media* \V.A. Galkin, D.A. Ryzhikov, V.I. Saveliev; Editorial board of journal "Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika" (Communications of Higher School. Nuclear Power Engineering). – Obninsk, 2004. – 8 pages, 6 illustration. – References 10 titles.

The work is presented the mathematical simulation of the transition radiation for the charged particle moving in a heterogeneous media with variation of dielectric properties. Detail study of radiation processes, effects of propagation of the transition in heterogeneous media is based on the algorithms and simulation programs. Results are presented the simulated spectrums of the transition radiation for periodic heterogeneous structures and influence of media parameters.