

## ИНТЕГРАЛЬНАЯ СТРУЙНАЯ МОДЕЛЬ РАСЧЕТА ТЕПЛОГИДРАВЛИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ТЕПЛОНОСИТЕЛЯ В АКТИВНОЙ ЗОНЕ РЕАКТОРОВ КОРПУСНОГО ТИПА С НЕОЧЕХЛЕННЫМИ ТВС

**Е.Ф. Авдеев, И.А. Чусов, А.А. Карпенко**

*Обнинский государственный технический университет атомной энергетики,  
г. Обнинск*



В работе предлагается модель течения теплоносителя в водо-водяном энергетическом реакторе с бесчехловыми ТВС. Модель основана на представлении течения в реакторе в виде системы коаксиальных квазисвободных турбулентных струй. Для решения задачи использовалось обобщенное преобразование Прандтля–Мизеса. Показана возможность получения приближенного аналитического решения. Приведены результаты численного расчета полей скорости и температуры по высоте активной зоны с учетом блокировки отдельных ТВС.

### ФИЗИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ТЕЧЕНИЯ

Если исходить из представления активной зоны реактора корпусного типа с бесчехловыми ТВС в виде кольцевых зон, каждая из которых заполнена ТВС с одинаковым тепловыделением и одинаковым на входе в них расходом теплоносителя, тогда направленное вертикально вверх течение теплоносителя можно рассматривать как течение в виде системы коаксиальных турбулентных струй в условиях квазисвободного смешения.

Представление течения теплоносителя после выхода из активной зоны, за головками ТВС, в виде системы свободных неизотермических турбулентных коаксиальных струй уже было применено в работе [1].

В рассматриваемом случае делается попытка распространить подобную методику на течение теплоносителя в активной зоне со своими особенностями и закономерностями турбулентного переноса количества движения и тепла. Основная особенность обусловлена наличием в потоке вертикальных стержней твэл, заполняющих каждую кольцевую зону. С одной стороны, стержни искажают характер поперечного турбулентного переноса, присущий свободной турбулентности, с другой – являются причиной потерь энергии на трение.

В связи с этим, в динамическом уравнении предлагается слагаемое, отражающее поперечный турбулентный перенос и трение разделить на две составляющие: сохранить в обычной форме слагаемое, отражающее турбулентный перенос в условиях квазисвободного смешения и дополнить его слагаемым потерь давления

© **Е.Ф. Авдеев, И.А. Чусов, А.А. Карпенко, 2004**

на трение на элементарной длине. При этом для коэффициента сопротивления трения можно использовать известные его выражения при продольном обтекании пучков стержней [2]. Потери давления на трение включаются в общий продольный перепад давления. Поскольку течение теплоносителя неизоэнтальпическое, в объемную силу, кроме силы тяжести, необходимо включить архимедову силу «плавучести».

Число Фруда для неизоэнтальпического течения теплоносителя имеет специфическое значение

$$Fr = \frac{U^2}{\beta \Delta T g L},$$

где  $U$  – скорость теплоносителя;  $\Delta T$  – перепад температур по высоте активной зоны;  $L$  – высота активной зоны;  $\beta$  – коэффициент термического расширения теплоносителя.

Неизоэнтальпичность обусловлена тепловыделением ТВЭЛ, уравнение энергии будет включать слагаемое, отражающее наличие внутренних источников тепла. Как это принято для реакторов, в упрощенной постановке распределение объемного энерговыделения (внутренних источников тепла) по высоте реактора можно считать косинусоидальным, а по радиусу – подчиняющимся решению уравнения Бесселя [3].

### МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Система уравнений турбулентного пограничного слоя, включающая уравнение неразрывности, количества движения и переноса тепла в цилиндрической осесимметричной системе координат, будет иметь вид:

$$\frac{\partial}{\partial x}(r\rho U) + \frac{\partial}{\partial r}(r\rho V) = 0, \quad (1)$$

$$\rho U \frac{\partial U}{\partial x} + \rho V \frac{\partial U}{\partial r} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ r \rho \varepsilon \frac{\partial U}{\partial r} \right] + \rho g + \rho g \beta \Delta T - \frac{dP}{dx}, \quad (2)$$

$$\rho U \frac{\partial T}{\partial x} + \rho V \frac{\partial T}{\partial r} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ \frac{r \rho \varepsilon}{Pr_t} \frac{\partial T}{\partial r} \right] + \frac{q_v}{c_p}. \quad (3)$$

Здесь  $x, r$  – продольная и поперечная координаты;  $U, V$  – продольная и поперечная составляющие скорости теплоносителя;  $\rho$  – плотность теплоносителя;  $\varepsilon$  – эффективный коэффициент турбулентного обмена;  $T$  – температура;  $c_p$  – изобарная теплоемкость теплоносителя;  $q_v$  – объемное энерговыделение в активной зоне;  $g$  – ускорение свободного падения;  $Pr_t$  – турбулентный аналог числа Прандтля.

Потери давления на трение на элементарной длине  $dx$  активной зоны можно записать в виде [6]:

$$\frac{dP}{dx} = \frac{\lambda}{d_\Gamma} \frac{\rho U^2}{2},$$

где  $d_\Gamma$  – гидравлический диаметр ячейки ТВЭЛ;  $\lambda$  – коэффициент сопротивления трения.

Подставляя это выражение в уравнение движения (2), получим

$$\rho U \frac{\partial U}{\partial x} + \rho V \frac{\partial U}{\partial r} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ r \rho \varepsilon \frac{\partial U}{\partial r} \right] - \rho g + \rho g \beta \Delta T - \frac{\lambda}{d_\Gamma} \frac{\rho U^2}{2}. \quad (4)$$

Таким образом, основная система уравнений, описывающая движение теплоносителя в рамках интегральной струйной модели, состоит из уравнения нераз-

рывности (1), уравнения переноса количества движения (4) и уравнения энергии с учетом внутренних источников тепла (3).

Граничные условия задаются «ступенчатым» (рис. 1) или иным, убывающим к периферии активной зоны, распределением скорости на входе в кольцевые зоны, равенством нулю производных скорости и температуры по поперечной координате на оси симметрии, температура на входе в кольцевые зоны может быть принята одинаковой. Задается энерговыделение в радиальном и осевом направлениях, ставится условие сохранения общего расхода теплоносителя в сечениях по высоте реактора. Кроме того, может быть найдена изменяющаяся по высоте средняя температура теплоносителя у стенки реактора, например, из уравнения баланса тепла в кольцевой зоне, прилегающей к стенке

$$G_n c_p dT_{\text{ж}} = dz \int_{R-b}^R q_v 2\pi r dr,$$

где  $G_n$  – массовый расход теплоносителя в кольцевой зоне, примыкающей к стенке;  $dT_{\text{ж}}$  – приращение температуры на высоте  $dz$ ;  $R$  – радиус реактора;  $b$  – расстояние между осевыми поверхностями.

В изложенной постановке предполагается симметрия поля скоростей и температур по трансверсальной координате  $\varphi$ . При нарушении симметрии по углу  $\varphi$  даже в приближении пограничного слоя уравнение движения необходимо дополнить еще одним уравнением в проекции на меридиональное направление.

Граничные условия записываются следующим образом:

$$x=0 \quad U=U_0(r), \quad T=T_0(r),$$

$$r=R \quad \frac{\partial U}{\partial r} = \frac{\partial T}{\partial r} = 0.$$

Третьим граничным условием для динамического уравнения является условие равенства нулю продольной составляющей скорости на стенке

$$r=0, \quad U=0,$$

а для температуры теплоносителя условие равенства температуры стенки реактора и теплоносителя

$$T_{\text{ст}} = T_{\text{ж}}.$$

Учитывается также условие постоянства расхода теплоносителя в реакторе

$$G = 2\pi \int_0^R \rho U r dr.$$

Схема течения теплоносителя в активной зоне и начальный профиль скорости показаны на рис. 1.

Одним из наиболее эффективных методов решения уравнений свободного пограничного слоя является обобщенное преобразование независимых переменных Прандтля–Мизеса. Это преобразование [4, 5] дает возможность расчетно-эксперимен-

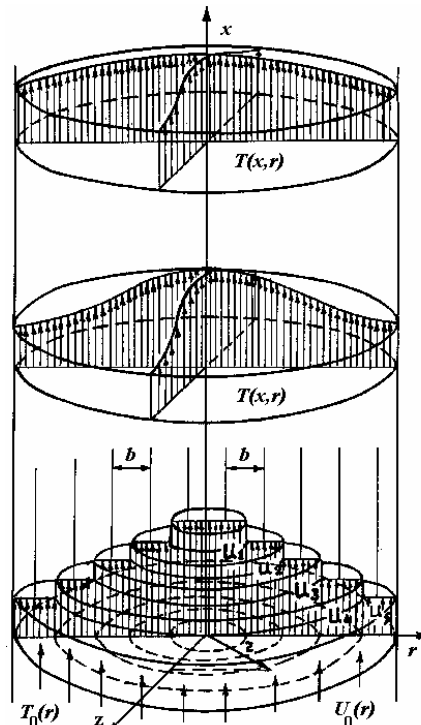


Рис. 1. Расчетная схема течения теплоносителя с начальным профилем скорости

тального обоснования коэффициентов турбулентного переноса и позволяет исключить из уравнений конвективное слагаемое с поперечной составляющей скорости, являющееся источником численной неустойчивости.

На основе уравнения (1) введем функцию тока  $\psi$  в виде:

$$r\rho U = \frac{\partial \psi}{\partial r}, \quad r\rho V = -\frac{\partial \psi}{\partial x}. \quad (5)$$

Преобразованную продольную координату введем следующим образом:

$$\xi = \int_0^x \rho \epsilon(x) dx. \quad (6)$$

Отметим, что преобразование (6) предполагает зависимость комплекса турбулентного обмена  $\rho\epsilon$  только от продольной координаты.

Формулы перехода к новым независимым переменным будут такими:

$$\frac{\partial}{\partial x} = \rho\epsilon \frac{\partial}{\partial \xi} + r\rho V \frac{\partial}{\partial \psi}, \quad \frac{\partial}{\partial r} = r\rho U \frac{\partial}{\partial \psi}.$$

Выполняя в уравнениях (3) и (4) переход к обобщенным переменным Прандтля–Мизеса, получим

$$\frac{\partial U}{\partial \xi} = \frac{\partial}{\partial \psi} \left( r^2 \rho U \frac{\partial U}{\partial \psi} \right) - \frac{1}{\rho\epsilon} \left( \frac{g}{U} + \frac{\lambda U}{2d_r} \right), \quad (7)$$

$$\frac{\partial T}{\partial \xi} = \frac{\partial}{\partial \psi} \left( \frac{r^2 \rho U}{Pr_t} \frac{\partial T}{\partial \psi} \right) + \frac{q_v}{c_p \rho U \rho\epsilon}. \quad (8)$$

Граничные условия для системы уравнений в преобразованных координатах, будут иметь вид:

$$\text{При } \xi=0 \quad U=U_0(\psi), \quad T=T_0(\psi), \quad \text{при } \psi=\Psi \quad \frac{\partial U}{\partial \psi} = \frac{\partial T}{\partial \psi} = 0, \quad \text{при } \psi=0 \quad U=0. \quad (9)$$

Для решения системы уравнений (7)–(8) с приведенными выше граничными условиями необходимо иметь значения коэффициента турбулентного обмена и турбулентного числа Прандтля.

### ОБОСНОВАНИЕ ВЫРАЖЕНИЯ ДЛЯ КОЭФФИЦИЕНТА ТУРБУЛЕНТНОГО ОБМЕНА

Рекомендации на этот случай можно получить, исходя из опыта разработки полуэмпирических теорий турбулентности. В частности, общеизвестный профиль скоростей при турбулентном течении в трубах (закон «трех вторых»), введенный в гидравлику Дарси в 1858 г., может быть получен в рамках полуэмпирической теории Прандтля, используя предположение о пропорциональности пути смешения  $l$  [6], радиусу (диаметру) трубы.

$$l = \beta' d,$$

Профилю Дарси соответствует значение  $\beta' = 0.065$ .

В нашем случае также предлагается принять пропорциональность пути смешения гидравлическому диаметру ячейки твэл

$$l = \gamma d_{\Gamma},$$

где  $\gamma$  – некоторая постоянная, отражающая характер поперечного турбулентного перемешивания в ячейках. Тогда выражение для коэффициента турбулентного обмена  $\epsilon_T$  будет иметь вид:

$$\varepsilon_T = (\gamma d_\Gamma)^2 \frac{du}{dy}.$$

Используя далее очевидное представление Прандтля градиента скорости применительно к системе струй

$$\frac{du}{dy} \approx \frac{u_{\max} - u_{\min}}{b},$$

где  $u_{\max}$ ,  $u_{\min}$  – соответственно максимальная и минимальная скорости на осевых поверхностях кольцевых зон, а  $b$  – расстояние между этими осевыми поверхностями. Записывая « $b$ » как  $n$ -кратное гидравлическому диаметру ячейки

$$b = n d_\Gamma,$$

получим выражение для коэффициента турбулентного обмена в виде:

$$\varepsilon_T = \frac{\gamma^2}{n} d_\Gamma (u_{\max} - u_{\min}). \quad (10)$$

Последнее выражение может быть использовано при решении поставленной задачи в качестве первого приближения. По смыслу получения  $\varepsilon_T$ , в нем комплексно учитывается поперечный турбулентный перенос в ячейках твэл через  $\gamma$  и  $d_\Gamma$ , в конечном счете – поперечное перемешивание между кольцевыми зонами, ибо содержит разность скоростей  $(u_{\max} - u_{\min})$  в кольцевых зонах и их характерную ширину.

Окончательное выражение и значение для  $\varepsilon_T$  может быть найдено по методике, изложенной в работах [1], [4] с привлечением опытных данных. Методика нахождения коэффициента турбулентного обмена состоит из следующих этапов. На первом, из решения уравнения переноса количества движения или тепла находят осевое распределение скорости или температуры теплоносителя в преобразованных переменных. На втором, из условия совпадения данных эксперимента в физических координатах и расчетных величин в преобразованных переменных, при фиксированных значениях продольной координаты, строится расчетно-экспериментальная зависимость, связывающая преобразованную и физическую продольную координаты. На третьем этапе расчетно-экспериментальную зависимость аппроксимируют какой-либо «подходящей» функцией (или рядом) с целью получения аналитической связи между продольной преобразованной координатой и физической продольной координатой. Дифференцируя расчетно-экспериментальную связь по  $x$  и учитывая (6), получают искомое выражение для комплекса турбулентного обмена.

## МЕТОДИКА ПОЛУЧЕНИЯ ПРИБЛИЖЕННОГО АНАЛИТИЧЕСКОГО РЕШЕНИЯ

Применение преобразования Прандтля–Мизеса в ряде случаев позволяет найти приближенное аналитическое решение задачи.

Для получения приближенного аналитического решения проведем линеаризацию диффузионных слагаемых в системе уравнений (7)–(9).

Введем функцию тока в отличие от (5) следующим образом:

$$r\rho U = \psi \frac{\partial \psi}{\partial r}, \quad r\rho V = -\psi \frac{\partial \psi}{\partial x}.$$

В этом случае функция тока  $\psi$  представляет величину, пропорциональную корню квадратному от массового расхода. Тогда можно принять следующее приближение:

$$\psi \approx \sqrt{\rho U r^2}, \quad (11)$$

где  $\overline{\rho U}$  – среднемассовая скорость.

После подстановки выражения (11) в предварительно преобразованную к переменным Прандтля–Мизеса нелинейную систему уравнений, получим

$$\frac{\partial U}{\partial \xi} = \frac{1}{\psi} \frac{\partial}{\partial \psi} \left( \psi \frac{\partial U}{\partial \psi} \right) + \frac{1}{\rho \epsilon} \left( \frac{g}{U} + \frac{\lambda U}{2D} \right) \quad (12)$$

$$\frac{\partial T}{\partial \xi} = \frac{1}{\psi} \frac{\partial}{\partial \psi} \left( \frac{\psi}{Pr_t} \frac{\partial T}{\partial \psi} \right) + \frac{q_v}{c_p \rho U \rho \epsilon}. \quad (13)$$

Для применения преобразования Лапласа перейдем в уравнениях (12) и (13) от самосопряженной формы записи к неконсервативной

$$\frac{\partial U}{\partial \xi} = \frac{\partial^2 U}{\partial \psi^2} + \frac{1}{\psi} \frac{\partial U}{\partial \psi} + \frac{1}{\rho \epsilon} \left( \frac{g}{U} + \frac{\lambda U}{2D} \right) \quad (14)$$

$$\frac{\partial T}{\partial \xi} = \frac{1}{Pr_t} \frac{\partial^2 T}{\partial \psi^2} + \frac{1}{Pr_t \psi} \frac{\partial T}{\partial \psi} + \frac{q_v}{c_p \rho U \rho \epsilon}. \quad (15)$$

Для рассматриваемого нами случая одностороннее преобразование Лапласа по продольной преобразованной координате, ставящее в соответствие однозначной функции–оригиналу  $U(\xi, \psi)$  (например, для скорости теплоносителя) функцию–изображение  $F(s, \psi)$ , можно записать как

$$F(s, \psi) = \mathfrak{L}[U(\xi, \psi)] = \int_0^{\infty} U(\xi, \psi) e^{-s\xi} d\xi. \quad (16)$$

Следует сразу отметить, что поскольку преобразование Лапласа является линейным преобразованием, то найти изображения для правых частей уравнений движения и энергии не представляется возможным.

Применяя последовательно ко всем слагаемым уравнений (14), (15) интеграл (16), получим изображение для уравнения переноса количества движения

$$sU(s, \psi) - U_0(\psi) = \frac{d^2 U(s, \psi)}{d\psi^2} + \frac{1}{\psi} \frac{dU(s, \psi)}{d\psi} + \mathfrak{L} \left[ \frac{1}{\rho \epsilon} \left( \frac{g}{U} + \frac{\lambda U}{2D} \right) \right]. \quad (17)$$

Выполняя аналогичные выкладки для уравнения энергии, получим

$$sT(s, \psi) - T_0(\psi) = \frac{1}{Pr_t} \frac{d^2 T(s, \psi)}{d\psi^2} + \frac{1}{\psi Pr_t} \frac{dT(s, \psi)}{d\psi} + \mathfrak{L} \left[ \frac{q_v}{c_p \rho \epsilon \rho U} \right]. \quad (18)$$

Система уравнений (17)–(18) представляет собой систему обыкновенных дифференциальных уравнений, т.к. зависимость искомых функций в области изображений исключена применением преобразования Лапласа.

Решение таких систем уравнений обычно проводят с применением численных методов, и основные трудности расчета связаны с выполнением численного преобразования Лапласа.

Первое приближение находится для системы уравнений следующего вида:

$$\frac{d^2 U}{d\psi^2} + \frac{1}{\psi} \frac{dU(s, \psi)}{d\psi} - sU = U_0(\psi), \quad (19)$$

$$\frac{1}{Pr_t} \frac{d^2 T}{d\psi^2} + \frac{1}{Pr_t \psi} \frac{dT}{d\psi} - sT = T_0(\psi). \quad (20)$$

Отбрасывая источниковые слагаемые в уравнениях (19)–(20) и решая характеристические уравнения, получим

$$U = C_1 I_0(\sqrt{s}\psi) + C_2 K_0(\sqrt{s}\psi) = 0, T = C_3 I_0(\sqrt{\text{Pr}_t s}\psi) + C_4 K_0(\sqrt{\text{Pr}_t s}\psi) = 0.$$

Исходя из соображений физической непротиворечивости решения, необходимо константы  $C_2$  и  $C_4$  положить равными нулю.

Для получения следующего приближения нужно из граничных условий найти константы  $C_1$  и  $C_3$ . Затем подставить полученные выражения для скорости и температуры теплоносителя в правые части уравнений (17) и (18) и выполнить преобразование Лапласа над правыми частями этих уравнений. Как показано в [4], для систем уравнений такого типа получение приближенного аналитического решения связано со значительными трудностями математического характера и возможно только с привлечением дополнительных физических соображений. Поэтому решение системы преобразованных уравнений (7)–(10) находилось численно.

Исходные уравнения аппроксимировались методом конечных разностей по неявной четырехточечной схеме [7, 8]. Выбор неявной схемы обусловлен ее абсолютной устойчивостью к величине шага по маршевой координате и возможностью использования для решения линейных уравнений метода прогонки.

Линеаризация конечно-разностных аналогов осуществлялась методом запаздывающих коэффициентов. Численное решение уравнений (7)–(10) проводилось методом раздельных прогонок в два этапа. На первом этапе решалась динамическая часть задачи, а на втором – вычисление температуры теплоносителя по уже известному значению скорости. Решение каждого из уравнений выполнялось методом правой прогонки. Точность расчета контролировалась с помощью условия постоянства расхода и составляла  $1 \cdot 10^{-3}$ .

Энерговыведение по высоте и радиусу активной зоны принималось по известному соотношению [3]

$$q_v(x, r) = \bar{q}_v k_v J_0 \left( \frac{2.405r}{R} \right) \cos \left( \frac{\pi x}{L} \right),$$

где  $k_v$  – объемный коэффициент неравномерности;  $\bar{q}_v$  – среднее энерговыведение в активной зоне. Расчет осуществлялся при значении турбулентного аналога числа Прандтля, равном 0,8.

Вариантные расчеты были выполнены для нескольких наиболее характерных случаев, имеющих место на реально действующих энергоблоках. Во всех расчетных случаях скорость теплоносителя варьировалась в диапазоне от 3 м/с (в периферийной части реактора) до 6 м/с (в центральной части активной зоны). Все расчеты проводились для реактора типа ВВЭР-1000 с модернизированными ТВС.

Начальный профиль скорости на входе в активную зону задавался ступенчатым. Такое задание начального профиля соответствует профилю скорости, получаемому в результате гидравлического профилирования.

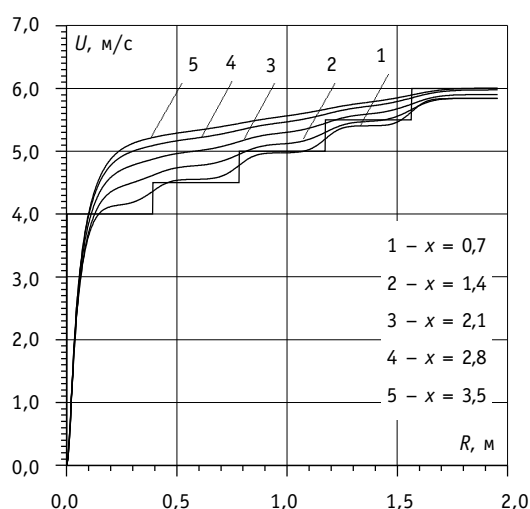


Рис. 2. Распределение скорости теплоносителя при номинальном режиме

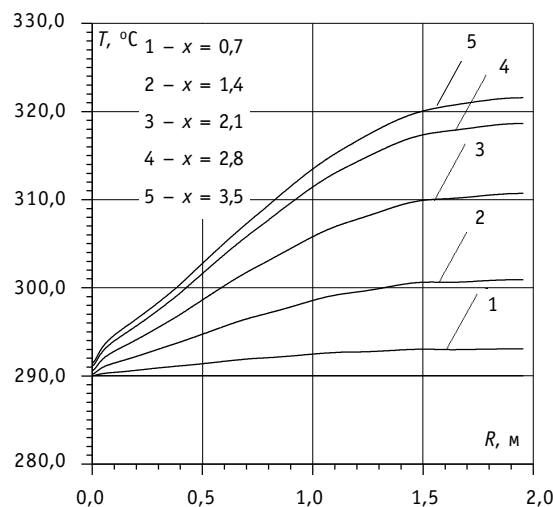


Рис. 3. Распределение температуры теплоносителя при номинальном режиме

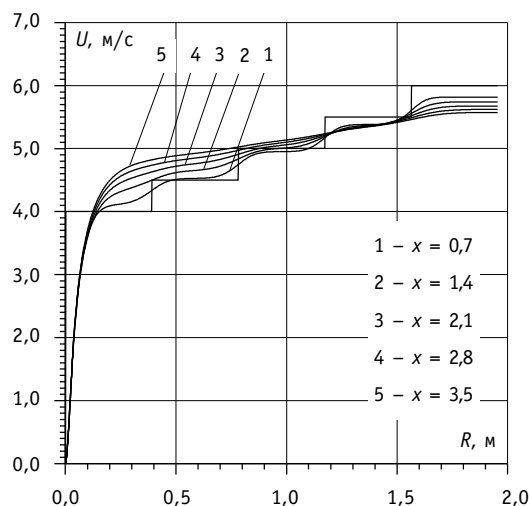


Рис. 4. Распределение скорости теплоносителя при отсутствии энерговыделения

Радиальные распределения скорости и температуры теплоносителя в различных сечениях по высоте активной зоны реактора типа ВВЭР-1000 приведены на рис. 2 и 3. Этот расчет соответствует номинальному режиму работы реактора, когда тепловая мощность равна 3000 МВт, а подогрев теплоносителя составляет 32°C. Из рис. 2 хорошо видно, что ступенчатый профиль скорости при движении теплоносителя вверх по высоте активной зоны становится более равномерным и «наполненным», а приращение скорости в периферийной части реактора составляет 1,2 м/с. Уменьшение скорости на оси составляет 0,2 м/с.

Распределения температуры теплоносителя по высоте активной зоны приведены на рис. 3, из которого видно, что температура теплоносителя в центральной части активной зоны по мере его продвижения вверх увеличивается.

Радиальное распределение скорости теплоносителя в разных сечениях по высоте реактора при отсутствии энерговыделения изображено на рис. 4, из него видно, что имеет место «размывание» профиля скорости теплоносителя, хотя и не такое интенсивное, как при наличии энерговыделения. В периферийной области скорость возрастает на 0,7 м/с, а в центральной уменьшается на 0,5 м/с.



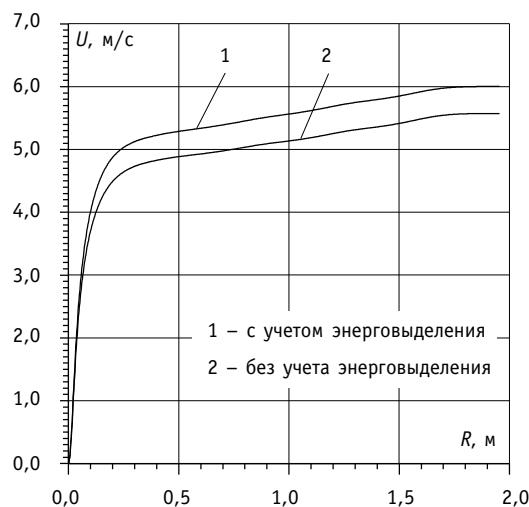


Рис. 5. Сравнение скоростей теплоносителя на выходе из активной зоны при номинальном режиме и при отсутствии энерговыделения

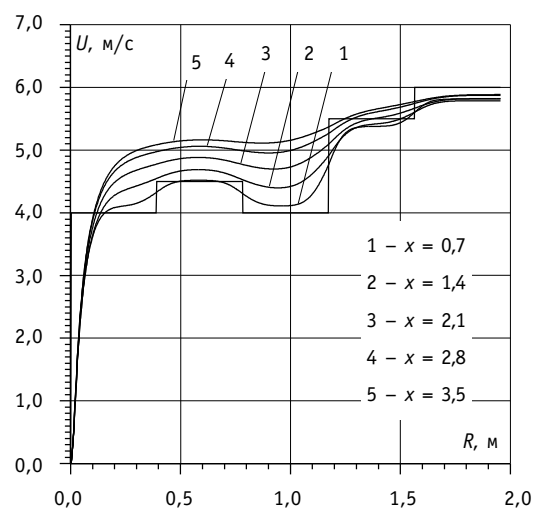


Рис. 6. Распределение скорости теплоносителя при значительной блокировке средней части активной зоны

Радиальные распределения скоростей на выходе из активной зоны изображены на рис. 5. Видно, что распределение скорости теплоносителя существенно зависит от энерговыделения. Разница скоростей теплоносителя на выходе из активной зоны при наличии энерговыделения и при его отсутствии составляет 0,5 м/с. Из этого графика следует, что предложенная модель, в которой уравнения движения и энергии решаются совместно, дает более физические результаты влияния энерговыделения на скорость, чем другие расчетные модели.

Распределения скоростей и температур при моделировании блокировки средней части активной зоны показаны на рис. 6 и 7; начальная скорость снижена до 4 м/с, скорость теплоносителя в средней части на выходе из активной зоны уменьшается на 0,5 м/с по сравнению с номинальным распределением, а температура возрастает соответственно на 3°C, причем расход в результате блокировки уменьшился на 20%.

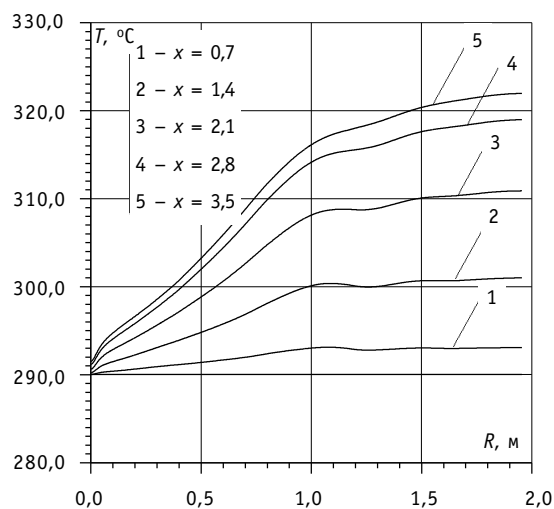


Рис. 7. Распределение температуры теплоносителя при значительной блокировке средней части активной зоны

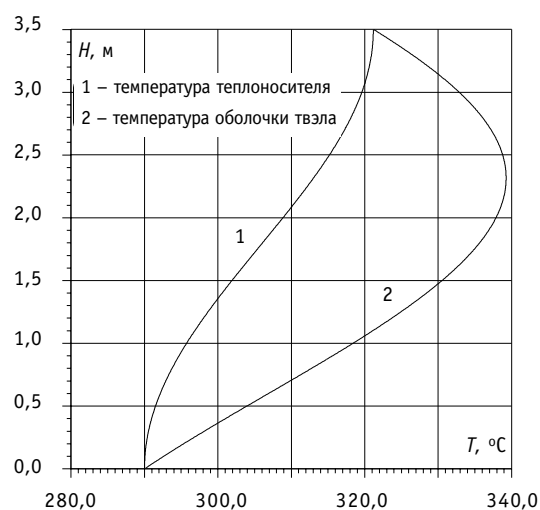


Рис. 8. Температура теплоносителя (по измеренному энерговыделению) и средняя температура поверхности твэла

Методика, аналогичная вышеописанной, была ранее применена к расчету температурных полей в коллекторе за головками ТВС гетерогенного реактора [1]. Причем для получения аналитического решения вводилось специальное значение «полной энтальпии», которая учитывает силу «плавучести», возникающую вследствие неоднородности поля температур.

В данной работе расчетно-экспериментальная связь между преобразованной и физической продольными координатами  $\xi = \xi(x)$  находилась на основе имеющихся данных реакторных измерений линейного энерговыделения на 4 блоке Балаковской АЭС по высоте ТВС № 08-25, находящейся в центральной части активной зоны реактора.

По приведенным значениям энерговыделения рассчитывалась «экспериментальная» среднемассовая температура теплоносителя  $T_T$  по высоте ТВС. Согласно зависимости

$$T_T = T_{\text{вх}} + \int_{-\frac{H_0}{2}}^z \frac{q_l(z)}{G C_p} dz,$$

где  $G$  – массовый расход по ТВС.

Полученное опытное распределение температуры показано на рис. 8.

Опытные значения температуры на соответствующей высоте ставились в соответствие с рассчитанными ее значениями в преобразованных переменных. Так была установлена графически связь между преобразованной и физической продольными координатами, показанная на рис. 9.

Видно, что в первом приближении полученную зависимость можно принять линейной. Тогда значение комплекса  $\rho\epsilon$  будет равным

$$\rho\epsilon = 0,9324 \frac{\text{кг}}{\text{м} \cdot \text{с}}.$$

Полученное значение хорошо коррелирует с величиной этого же коэффициента, найденного за головками ТВС натриевой сборки в [1]

$$\rho\epsilon = 0,768 \frac{\text{кг}}{\text{м} \cdot \text{с}}.$$

На основании полученных данных можно сделать вывод об адекватном описании предложенной математической моделью теплогидравлических процессов в реакторах корпусного типа. Сравнительная простота исходных уравнений, методик их решения и наличие хорошо отработанных алгоритмов делает ее применение особенно привлекательной в расчетных комплексах, действующих в режиме реального времени.

### Литература

1. Авдеев Е.Ф. Применение теории пограничного слоя для расчета турбулентного смешения системы струй в коллекторе за головками ТВС гетерогенного реактора // Вопросы атомной науки и техники. Сер. : Ядерная техника и технология. – 1989. – Вып. 5. – С. 96-101.
2. Кириллов П.Л., Юрьев Ю.С., Бобков В.П. Справочник по теплогидравлическим расчетам. – М.: Энергоатомиздат, 1984.
3. Петухов Б.С., Генин Л.Г., Ковалев С.А. Теплообмен в ядерных энергетических установках. – М.: Энергоатомиздат, 1986. – 470 с.
4. Авдеев Е.Ф., Чусов И.А. Гидродинамическое и теплофизическое обоснование концепции нейтронного генератора с газодисперсной струйной мишенью // Известия вузов. Ядерная энергетика. – 1997. – № 1. – С. 52-61.
5. Авдеев Е.Ф., Чусов И.А. Расчеты турбулентных струй с мелкодиспергированной примесью // ИФЖ. – 1997. – Т. 70. – № 6. – С. 919-923.
6. Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. – М.: Наука. – 1978. – 736 с.
7. Роуч П. Вычислительная гидродинамика. – М.: Мир, 1980.
8. Ши Д. Численные методы в задачах теплообмена. – М.: Мир, 1988.

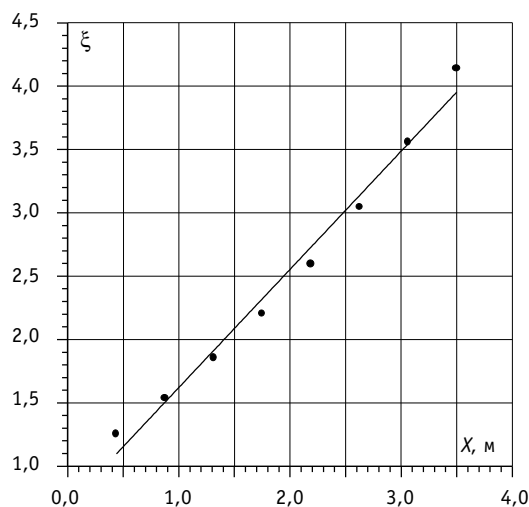


Рис. 9. Расчетно-экспериментальная связь между преобразованной и физической продольными координатами

Поступила в редакцию 20.04.2004

**УДК 621.039.586**

*The Code ANPEX Abstract / M.V. Kascheev, I.A. Kuznetsov; Editorial board of Journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika» (Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2004. – 5 pages.*

Short information is given on the calculation of FBR's power excursion by prompt neutrons. The code is characterized by vast application possibilities and can account for various initial reactor states.

**УДК 621.039.524**

*Research of Emergency Situations with Small Leaks of the First Circuit of Reactor VVER-1000 / A.N. Shkarovskii, V.I. Aksenov, N.P. Serdun; Editorial board of Journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika» (Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2004. – 6 pages, 4 illustrations. – References, 5 titles.*

Calculating research of accidents with small leaks in the first circuit of reactor WWER-1000 during reactor's work in rated power and in situation of «hot shutdown» is developed. It is shown that in all investigate modes of operation emergency protection and safety systems provide reactor cooldown and subcritical condition, reactor is transferred in safe shutdown condition.

**УДК 621.039.56**

*Fuel Cycles with High Fuel Burn-Up: Analysis of Reactivity Coefficients / E.F. Kryuchkov, A.N. Shmelev, M.Yu. Ternovyykh, G.V. Tikhomirov, Li Jinhong, M. Saito; Editorial board of Journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika» (Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2004. – 9 pages, 5 tables, 11 illustrations. – References, 7 titles.*

Fuel cycles of light-water reactors (LWR) with high fuel burn-up (above 100 MWd/kg), as a rule, involve large amounts of fissionable materials. It leads to forming the neutron spectrum harder than that in traditional LWR. Change of neutron spectrum and significant amount of non-traditional isotopes (for example,  $^{237}\text{Np}$ ,  $^{238}\text{Pu}$ ,  $^{231}\text{Pa}$ ,  $^{232}\text{U}$ ) in such fuel compositions can alter substantially reactivity coefficients as compared with traditional uranium-based fuel. The present work addresses the fuel cycles with high fuel burn-up which are based on Th-Pa-U and U-Np-Pu fuel compositions. Numerical analyses are carried out to determine effective neutron multiplication factor and void reactivity coefficient for different values of fuel burn-up and different lattice parameters. The algorithm is proposed for analysis of isotopes contribution to these coefficients. Various ways are considered to upgrade safety of nuclear fuel cycles with high fuel burn-up.

**УДК 621.039.534: 533.6.011.3**

*Integral Jet Computation Model of Thermalhydraulic Parameters of a Coolant Flow in Bundles of a Vessel Type Reactors' Core / E.F. Avdeev, I.A. Chusov, A.A. Karpenko; Editorial board of Journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika» (Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2004. – 11 pages, 9 illustrations. – References, 8 titles.*

The model of a coolant flow in bundles of a water energy reactor. The model represents a flow in the reactor as a system of coaxial quasi-free turbulent jets is considered. To solve this problem the generalized conversion of Prandtl-Mises was used. This paper presents the possibility of getting a confident analytic solution. Moreover, some results of numerical computations of velocity and temperature fields throughout height of the reactor core allowing for blocking some bundles are given.

**УДК 621.039.534: 533.6.011.3**

*Turbulent Exchange Coefficient Determination at Velocity and Temperature Fields Computation of Coolant in Reactor BREST-OD-300 Model Assembly / E.F. Avdeev, I.A. Chusov, A.A. Karpenko; Editorial board of Journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika» (Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2004. – 10 pages, 11 illustrations. – References, 8 titles.*

The paper describes a new method of velocity and temperature fields computation of a coolant in the bundles of a vessel type reactor. The method is used for computation of velocity and temperature fields of a coolant in the BREST-OD-300 model assembly. This paper treats the coefficient of turbulent exchange obtained on the base of jet model. The coefficients proposed were founded by comparing experimental data with the results of computation in converted coordinates. Some results of numeri-