

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛОГИДРАВЛИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В АКТИВНОЙ ЗОНЕ И ТВС РЕАКТОРОВ НА БЫСТРЫХ НЕЙТРОНАХ С ЖИДКОМЕТАЛЛИЧЕСКИМ ТЕПЛОНОСИТЕЛЕМ В ПРИБЛИЖЕНИИ ПОРИСТОГО ТЕЛА

М. В. Баясхаланов, М. Н. Власов, А. С. Корсун, И. Г. Меринов

Приведены результаты расчетного моделирования процесса течения натриевого теплоносителя в тепловыделяющей сборке с частичной блокировкой ее поперечного сечения. Сравнение полученных результатов с экспериментальными данными подтвердило работоспособность модуля ARMod, предназначенного для моделирования процессов теплообмена в активных зонах и теплообменном оборудовании перспективных ядерных реакторов.

Ключевые слова: реактор на быстрых нейтронах, тепловыделяющая сборка, натрий, жидкометаллический теплоноситель, моделирование, теплогидравлика, пористое тело.

В настоящее время существует два подхода к моделированию процессов тепломассообмена в активной зоне и теплообменном оборудовании ядерной энергетической установки (ЯЭУ). Во-первых, это использование интегральных моделей, в которых рассматривается изменение осредненных по некоторому конечному объему параметров процесса. Преимущественно эти модели основаны на так называемых “поканальных” методиках, требующих экспериментального определения коэффициентов межканального тепломассопереноса, что осложняет их применение для описания трёхмерных процессов тепломассопереноса в активных зонах, составленных из бесчехловых тепловыделяющихборок (ТВС). Второй вариант подразумевает использование CFD-кодов, оперирующих локальными параметрами. Однако CFD-коды требуют заметно больших вычислительных мощностей по сравнению с интегральными моделями. Существует ещё один вариант интегрального подхода – это использование приближения пористого тела. При

сопоставимых с “поканальными” методиками затратах ресурсов ЭВМ данный подход не обладает их недостатками, так как уравнения модели пористого тела получаются в результате строгой математической процедуры осреднения исходных трёхмерных уравнений процессов тепломассопереноса [1, 2].

$$\frac{\partial}{\partial x_j} \varphi u_j = 0, \quad j = 1, 2, 3, \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial \tau} \rho \varphi u_i + \frac{\partial}{\partial x_j} \rho \varphi u_j u_i = \rho \varphi g_i - k_{ij} u_j - \frac{\partial \varphi P}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_i} \mu_{\text{эфф}} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right), \quad (2)$$

$$\rho c_p \varphi \frac{\partial t}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial x_j} \rho c_p \varphi u_j t = \varphi q_V - \frac{\partial}{\partial x_j} \lambda_{ij}^{\text{эфф}} \frac{\partial t}{\partial x_i} - k_{\text{VЖТ}} (t - t_{\text{ст}}), \quad (3)$$

где φ – пористость; u_i, u_j – компоненты вектора скорости; g_i – компоненты вектора ускорения свободного падения; $k_{ij} = k_{\xi\xi} \delta_{ij} + (k_{\xi\xi} - k_{\eta\eta}) n_i n_j$ – компоненты тензора сопротивления, где $k_{\eta\eta}(\beta)$ и $k_{\xi\xi}(\beta)$ – главные компоненты тензора, соответствующие направлениям вдоль и поперек стержней; n_i, n_j – компоненты единичного вектора, ориентированного вдоль оси стержней; $P = p + c \rho u^2$ – эффективное давление в потоке, складывающееся из термодинамического давления и давления за счёт турбулентных пульсаций и скоростей отклонения, c – коэффициент давления; q_V – объёмное энерговыделение в жидкости; $\lambda_{ij}^{\text{эфф}}$ – компоненты тензора эффективной теплопроводности теплоносителя; $t, t_{\text{ст}}$ – температура теплоносителя и твэлов, соответственно; $k_{\text{VЖТ}}$ – объёмный коэффициент теплопередачи от твэлов к теплоносителю; $\mu_{\text{эфф}}$ – эффективная вязкость потока теплоносителя.

Эффективные коэффициенты переноса в уравнениях (1)–(3) определяются при этом с помощью специально разработанной интегральной модели турбулентности [3].

Для решения получающейся системы уравнений методом конечных элементов предназначен программный модуль APMod, разрабатываемый для моделирования процессов тепломассопереноса в активных зонах и теплообменном оборудовании перспективных реакторов. Целью настоящей работы являлась проверка работоспособности программного модуля в ходе расчётного исследования течения натриевого теплоносителя в экспериментальной тепловыделяющей сборке с частичной блокадой проходного сечения.

Экспериментальная сборка [4] состояла из 169 гладких цилиндрических стержневых элементов, часть из которых нагревалась электрическим током. Блокада располагалась на расстоянии 40 мм от входа, а ее толщина составляла 5 мм. В случае центральной блокировки блокада занимала 49% проходного сечения. В качестве граничных условий

задавались скорость теплоносителя на входе, давление на выходе и условие скольжения на поверхности чехла. В расчетах учитывались температурные зависимости теплофизических свойств натрия, которые были взяты из работы [5].

На рис. 1 показано полученное в расчете распределение скоростей теплоносителя в продольном сечении ТВС. Отчётливо наблюдается тороидальный вихрь, образующийся за блокадой. Существование тороидального вихря также было обнаружено в эксперименте по результатам обработки измеренных полей температур.

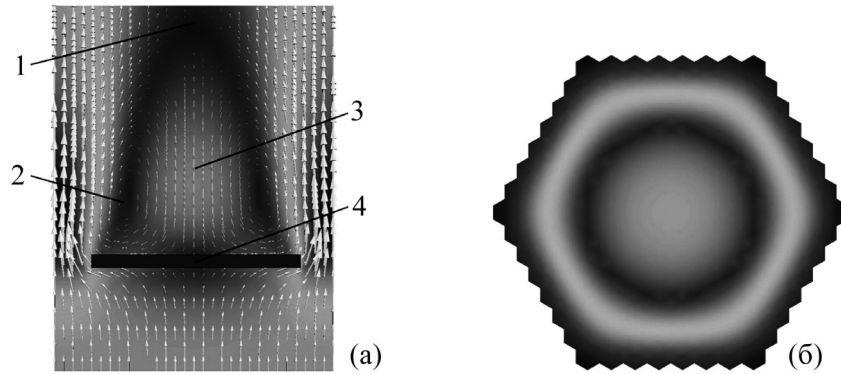


Рис. 1: Поле скоростей теплоносителя: в продольном сечении ТВС (а), в поперечном сечении ТВС в области центра тороидального вихря (б). 1 – верхняя точка застойной зоны; 2 – центр вихря; 3 – обратное течение; 4 – блокада.

Наблюдаемая картина течения может быть количественно описана рядом характерных параметров. К ним можно отнести положение верхней точки застойной зоны и центра вихря, а также скорость обратного течения (рис. 1(а)). В эксперименте [4] в качестве скорости обратного течения рассматривалась относительная скорость U_{rR} , определяемая следующим выражением:

$$U_{rR} = u_R / \bar{u}, \quad (4)$$

где $\bar{u} = (u_0 + u_B) / 2$; u_0 – скорость теплоносителя на входе; u_B – скорость теплоносителя в области блокады; u_R – максимальная скорость обратного течения.

В расчете скорости u_B и u_R определялись из зависимостей продольной компоненты скорости от высоты ТВС в крайней угловой и центральной ячейках. Последняя зависимость также использовалась для определения верхней точки застойной зоны.

Положение центра вихря определялось по минимуму модуля скорости в его распределении в поперечном сечении ТВС (рис. 1(б)).

Сравнение расчетных и полученных в эксперименте значений характерных параметров приведено в табл. 1.

Т а б л и ц а 1

Сравнение характерных величин (центральная 49% блокада)

| Параметр | Эксперимент | Расчет |
|---------------------------------|-------------|--------|
| Высота застойной зоны, мм | 120 | 105 |
| Высота центра вихря, мм | 60 | 45 |
| Относительная обратная скорость | 0.4 | 0.39 |

Количественное и качественное сравнение полей скоростей показывает, что в расчёте хорошо описываются результаты эксперимента. Это свидетельствует о работоспособности гидродинамического блока программного модуля АРМод.

В работе [4] измеренные температуры теплоносителя нормировались на величину аксиального градиента температуры, определяемого в невозмущенном участке центральной эквивалентной ячейки:

$$\theta = \Delta t / (dt/dz), \tag{5}$$

где $\Delta t = t - t_{\text{вх}}$ – подогрев теплоносителя в точке измерения, dt/dz – аксиальный градиент температуры, определяемый по следующей формуле:

$$dt/dz = 4q / (\rho c_p u_0 d_{\Gamma}). \tag{6}$$

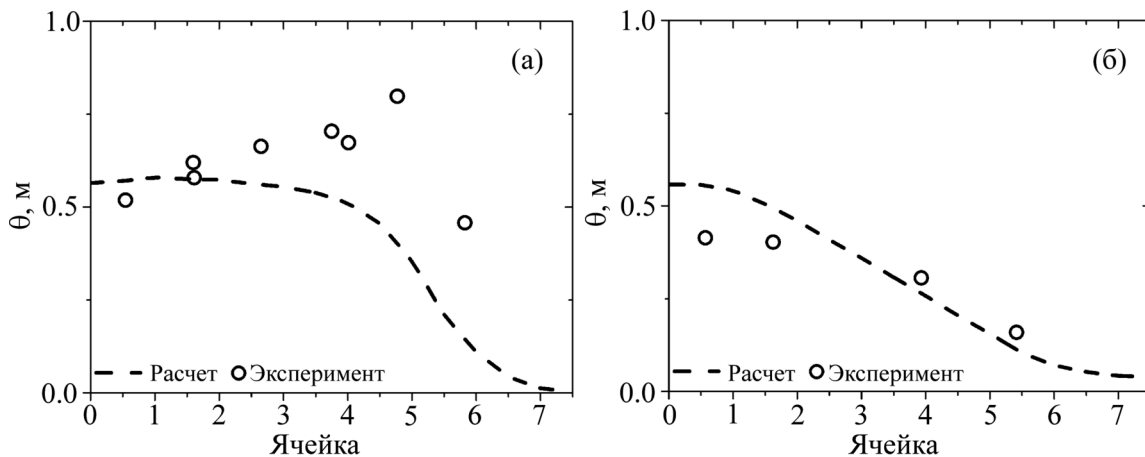


Рис. 2: Радиальный профиль нормированной температуры на различном удалении от блокады (за ней): 10 мм (а), 120 мм (б).

В выражении (6) q – тепловой поток в жидкость на границе эквивалентной ячейки, а d_T – ее гидравлический диаметр.

Для сопоставления с экспериментом полученные в расчете поля температур были отнормированы в соответствии с формулами (5) и (6). На рис. 2 приведено сопоставление радиального профиля расчетной и экспериментальной нормированной температуры на различном расстоянии за блокадой.

В области тороидального вихря наблюдается заметное расхождение полученных результатов с экспериментом. Одной из причин такого расхождения может быть то, что энерговыделение в расчетной модели описывалось объемным источником энерговыделения в жидкости. В реальной конструкции термодары были расположены на поверхности стержней, и их температура в области оси тороидального вихря могла заметно отличаться от температуры жидкости. Кроме того, модель пористого тела оперирует осредненными величинами, поэтому в расчете экспериментальные локально измеренные профили температуры будут сглаживаться.

В результате выполнения работы получено хорошее количественное и качественное совпадение расчётных и экспериментальных характеристик процесса течения натриевого теплоносителя. Расчетные радиальные профили температуры теплоносителя заметно отличаются от экспериментальных в области вихревого течения. Проанализированы возможные причины такого расхождения.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] А. С. Корсун, В. Б. Круглов, И. Г. Меринов и др., Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерно-реакторные константы, № 2, 87 (2014).
- [2] А. С. Корсун, Ю. А. Маслов, И. Г. Меринов и др., Ядерная физика и инжиниринг, 4(7), 619 (2013). DOI: 10.1134/S2079562913070063.
- [3] М. Н. Власов, А. С. Корсун, Ю. А. Маслов и др., Вестник национального исследовательского ядерного университета “МИФИ” 2(3), 314 (2013). DOI: 10.1134/S2304487X13030206.
- [4] F. Huber, W. Pepler, Report No. KfK 3927 (Institut für Reaktorentwicklung, Projekt Sneller Brüter, Kernforschungszentrum; Karlsruhe, 1985).
- [5] А. А. Казанцев, А. С. Кондратьев, Известия высших учебных заведений. Ядерная энергетика, № 4, 86 (2008).

Поступила в редакцию 12 июля 2016 г.

По материалам V Международной молодежной научной школы-конференции “Современные проблемы физики и технологий”.