

**ИЗЫСКАНИЕ, ПРОЕКТИРОВАНИЕ,
СТРОИТЕЛЬСТВО И МОНТАЖ
ТЕХНОЛОГИЧЕСКОГО ОБОРУДОВАНИЯ**

УДК 621.039.517.5

**ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ ЛУЧИСТОГО ТЕПЛООБМЕНА НА
ТЕМПЕРАТУРНОЕ ПОЛЕ МИКРОЯЧЕЙКИ
ТЕПЛОВЫДЕЛЯЮЩЕГО ЭЛЕМЕНТА ВОДО-ВОДЯНОГО
ЯДЕРНОГО РЕАКТОРА**

© 2021 В.К. Семенов, Н.Б. Иванова, М.А. Вольман, А.А. Беляков

Ивановский государственный энергетический университет имени В.И. Ленина, Иваново, Россия

Оптимизация состава активной зоны водо-водяных реакторов связана с расчетом температурных полей микроячеек теплообмена, содержащих отдельные тепловыделяющие элементы. Учет радиационно-кондуктивного теплообмена внутри твэла основан на утверждении, что гелиевый зазор между столбом таблеток топлива и стенкой твэла обладает свойствами абсолютно черного тела. Это неверно, поскольку гелий является одноатомным газом, он не поглощает и не излучает, т.е. прозрачен для теплового излучения. В статье обоснована физическая и математическая модель микроячейки тепловыделяющего элемента водо-водяного ядерного реактора с учетом радиационного теплообмена. В модели учтено, что гелий прозрачен для теплового излучения, а охлаждение твэла осуществляется проточной системой теплоносителя. Реализация модели осуществлена аналитически методом интегральных соотношений Кармана-Польгаузена. Рассчитаны температурные поля столба топливных таблеток и канала теплоносителя, определены температуры боковых поверхностей ячейки и оценено влияние радиационного теплообмена на распределение температуры в ячейке.

Ключевые слова: микроячейка твэла, температурное поле, метод Кармана-Польгаузена, сложный кондуктивно-радиационный теплообмен, среднemasсовая температура теплоносителя.

Поступила в редакцию 24.07.2021

После доработки 30.08.2021

Принята к печати 06.09.2021

Активная зона водо-водяного реактора имеет цилиндрическую форму и состоит из тепловыделяющих элементов (твэл), собранных в тепловыделяющие сборки (ТВС) и окруженных замедлителем, который одновременно является и теплоносителем. Объёмное выделение энергии в реакторе обусловлено цепной реакцией, происходящей под действием тепловых нейтронов, поглощающихся ядрами топлива в твэлах. Совершенствование конструкций реакторов базируется на решении взаимосвязанных задач – экономических и связанных с ядерной безопасностью [1-4]. С экономической точки зрения целесообразно уменьшение массы топливной загрузки реактора, что требует уменьшения диаметра твэлов и дополнительного обогащения топлива нуклидом ^{235}U . Такое решение приведёт к возрастанию температуры топливных таблеток твэла и возрастанию теплового потока через его стенку, так как минимальный диаметр твэла определяется именно этими двумя параметрами. Причём для реакторов на быстрых нейтронах, охлаждаемых жидкими металлами с большой теплопроводностью, решающим является условие ограничения температуры твэла температурой его плавления, тогда как для водо-водяного реактора решающим является значение теплового потока, поступающего через стенку твэла. В том и другом

случаях требуется рассчитать температурное поле твэла. Этот расчёт требует определения потока тепловых нейтронов в твэле.

Плотность потока тепловых нейтронов внутри ТВС не является постоянной величиной, она достигает максимальных значений в замедлителе в промежутке между соседними твэлами внутри ТВС и в замедлителе в промежутке между отдельными ТВС. При этом плотность потока тепловых нейтронов уменьшается к центру каждого твэла и ТВС, достигая там локального минимума. Полное распределение нейтронного потока тепловых нейтронов по объёму зоны складывается из распределения по объёму гомогенизированной активной зоны, распределения по макроячейке, образованной ТВС, и микроячейке, образованной твэлом [5] (рис. 1). Распределение плотности потока тепловых нейтронов, а значит и плотности объёмного тепловыделения $Q(r)$ в радиальном направлении является весьма сложным, однако распределение этих величин по высоте зоны в силу однородности состава зоны в этом направлении является одинаковым для всех ячеек и подчиняется закону $Q(z) \sim \sin(\pi z / H_{A3})$, где H_{A3} – экстраполированная высота активной зоны реактора.

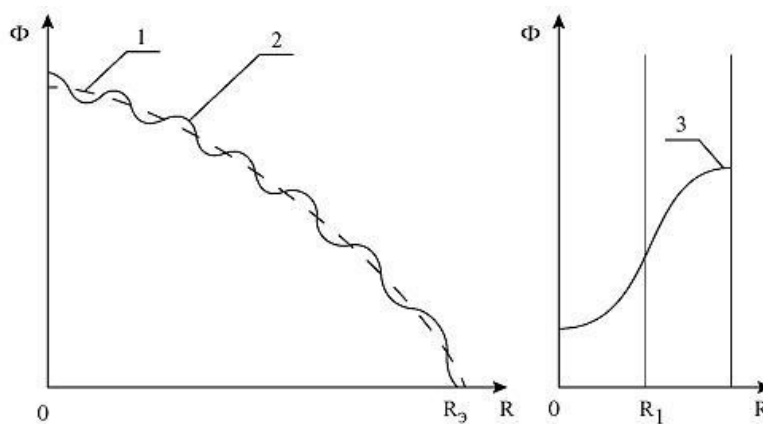


Рисунок 1 – Качественные распределения плотности потока нейтронов в активной зоне: Φ – плотность потока тепловых нейтронов, вызывающих деление ядер топлива, R_1 – радиус поверхности столба топливных таблеток, R_3 – экстраполированный радиус активной зоны, 1 – гомогенизированное распределение, 2 – распределение в гетерогенной активной зоне, 3 – распределение внутри твэла (локальный минимум) и в теплоносителе (локальный максимум) [Qualitative distributions of the neutron flux density in the core: Φ – flux density of thermal neutrons causing fission of fuel nuclei, R_1 – radius of the surface of the column of fuel pellets, R_3 – extrapolated radius of the core, 1 – homogenized distribution, 2 – distribution in the heterogeneous core, 3 – distribution inside the fuel element (local minimum), and in the coolant (local maximum)]

Охлаждение отдельных твэлов осуществляется общим потоком теплоносителя, проходящего через ТВС. В силу этого детальный расчёт теплообмена между отдельным твэлом и теплоносителем в реальном реакторе представляет собой сложную задачу [5-8]. Дело усложняется еще и тем, что внутри твэла имеет место сложный радиационно-кондуктивный теплообмен. Ввиду того, что плотность потока лучистого теплообмена составляет около 10% от общего потока теплоты, в технических расчетах его обычно не учитывают [8, 9]. Однако определенный интерес представляет непосредственная оценка влияния этого процесса на температурное поле твэла.

В работе [10, 11] учет радиационного механизма выполнен численно с использованием пакета Comsol Multiphysics в предположении, что гелиевая прослойка между столбом топливных таблеток и стенкой твэла является абсолютно черным телом. Это предположение, как показывает анализ, является физически неправомерным, и от него следует отказаться. Также вызывает сомнения используемая модель отвода теплоты от твэла. Здесь в качестве расчётной модели микроячейки теплообмена рассматривается твэл, погружённый в толстый слой неподвижной воды, при этом на

боковой поверхности твэла используется граничное условие третьего рода, задаваемое в виде закона Ньютона. Согласно этому закону плотность потока теплоты от твэла к жидкости пропорциональна разности между температурой стенки твэла и температурой воды вдали от стенки, а коэффициентом пропорциональности является коэффициент теплоотдачи стенки твэла. Однако, коэффициент теплоотдачи сам может зависеть от перепада температуры между стенкой и жидкостью, поэтому закон Ньютона носит приближённый характер, а коэффициент теплоотдачи будет сложной функцией от координат поверхности твэла, т.к. с разных сторон твэла условия его охлаждения будут различны. И еще одно замечание. В законе Ньютона тепловой поток зависит от перепада температуры между стенкой твэла и жидкостью вдали от стенки, но для отдельного твэла нельзя брать температуру окружающей жидкости за пределами сборки, её нужно брать перед другими твэлами, но где именно – совершенно неизвестно. В этой ситуации граничное условие третьего рода теряет всякий смысл. Кроме того, поскольку теплота из активной зоны выносится потоком теплоносителя в парогенератор и охлаждение отдельных твэлов осуществляется потоком жидкости, то нужно использовать другое граничное условие.

В нашей работе предлагается модель микроячейки теплообмена, основанная на упрощающем расчет допущении, что каждый твэл охлаждается не общим потоком теплоносителя всей ТВС, а индивидуально, т.е. твэл находится в отдельном канале с проточным теплоносителем [12] (рис. 2). Однако параметры канала охлаждения – его радиус и расход теплоносителя – напрямую задать трудно, мы их найдем, приняв подогрев теплоносителя при заданном номинальном тепловыделении в твэле между входом и выходом на 30К. На наш взгляд, такая модель ближе к реальной ситуации. Также предположим, что гелий в тонком замкнутом с торцов канале между столбом таблеток и стенкой твэла неподвижен (толщина канала доли миллиметра). В этой модели объемное тепловыделение в твэле можно представить формулой (1):

$$Q_v(r, z) = Q_0 \varphi(r) \sin(\pi z / H_{A3}), \quad (1)$$

где H_{A3} – экстраполированная высота активной зоны реактора;

Q_0 – объемное тепловыделение в центральной точке оси твэла;

$\varphi(r)$ – функция, определяющая радиальную зависимость плотности объемного тепловыделения.

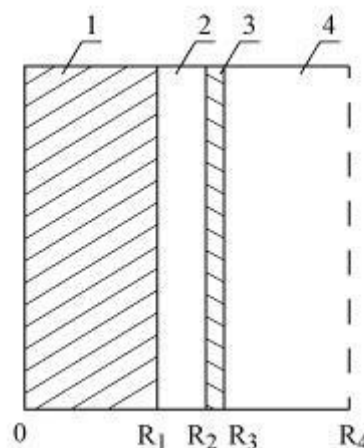


Рисунок 2 – Расчётная схема твэла: 1 – слой топливных таблеток, 2 – гелиевый зазор, 3 – стенка твэла, 4 – теплоноситель, R_1 – радиус поверхности столба таблеток, R_2 – внутренний радиус оболочки твэла, R_3 – наружный радиус твэла, R_4 – фиктивный радиус канала охлаждения [Design scheme of a fuel element: 1 – layer of fuel pellets, 2 – helium gap, 3 – wall of a fuel element, 4 – coolant, R_1 – radius of the surface of the column of pellets, R_2 – inner radius of the fuel element cladding, R_3 – outer radius of a fuel element, R_4 – fictitious radius of the cooling channel]

Рассматриваемая стационарная задача подчиняется следующей системой дифференциальных уравнений (2)-(5):

$$\lambda_1 \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} + \lambda_1 \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \theta}{\partial r} \right) + Q_v(r, z) = 0, \quad (2)$$

$$\lambda_2 \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} + \lambda_2 \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial t}{\partial r} \right) = 0, \quad (3)$$

$$C_p \gamma \left(U \frac{\partial T}{\partial z} + V \frac{\partial T}{\partial r} \right) = \lambda_3 \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \lambda_3 \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right), \quad (4)$$

$$\frac{\partial U}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rV) = 0. \quad (5)$$

Здесь θ – температура таблеток топливного столба, t – температура гелиевой прослойки, T , γ , C_p – соответственно температура, плотность и удельная теплоемкость охлаждающей жидкости, $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \lambda_4$ – соответственно коэффициенты теплопроводности топлива, гелия, стенки твэла и воды, U , V – соответственно осевая и радиальная составляющие скорости потока жидкости. Уравнение (2) определяет температурное поле топливного столба, уравнение (3) – температурное поле гелиевой прослойки, уравнение (4) – температурное поле охлаждающей жидкости, уравнение (5) – уравнение непрерывности для потока жидкости.

Для оценки роли радиационного теплообмена зависимость коэффициентов переноса, а также удельной теплоемкости и плотности воды от температуры одинаковым образом влияет на расчет температурных полей с учетом указанного механизма и без него, поэтому будем их считать осредненными по рабочему интервалу температур для каждой среды.

Прежде чем сформулировать граничные условия к поставленной задаче, рассмотрим вопрос о характере радиационно-кондуктивного теплообмена в гелиевой прослойке между боковой поверхностью столба топливных таблеток и внутренней стенкой оболочки твэла. Теоретически поток фотонов, поглощённых слоем гелия толщиной l , записывается в виде $\phi_{\text{погл}} = \phi_0 (1 - \exp(-\sigma nl))$. Здесь σ – дифференциальное сечение взаимодействия потока фотонов с атомом гелия, n – число атомов гелия в единице объема. Для всех одноатомных газов, в том числе и гелия, выполняется условие $\sigma nl \ll 1$, т.е. гелий для теплового излучения прозрачен – он не поглощает и не излучает. Дело в том, что поглощение и излучение фотонов отдельными атомами связано только с переходами между электронными уровнями, а энергии квантов теплового излучения малы по сравнению с расстояниями между уровнями, поэтому поток теплового излучения между поверхностью топливного столба и внутренней стенкой твэла проходит через прослойку гелия, не взаимодействуя с ним. Это условие будет учтено при формулировании граничных условий поставленной задачи.

С учетом сказанного граничные условия для поставленной задачи имеют следующий вид (6)-(13):

$$\frac{\partial \theta}{\partial r} = 0 \text{ при } r = 0, -\lambda_1 \frac{\partial \theta}{\partial r} = j_1, \text{ при } r = R_1, \quad (6)$$

$$-\lambda_1 \frac{\partial \theta}{\partial r} - \varepsilon \sigma (\theta_1^4 - t_2^4) = -\lambda_2 \frac{\partial t}{\partial r}, \text{ при } r = R_1, \quad (7)$$

$$\varepsilon\sigma(\theta_1^4 - t_1^4)\frac{R_1}{R_2} - \lambda_2 \frac{\partial t}{\partial r} = -\lambda_3 \frac{\partial T}{\partial r}, \text{ при } r = R_2, \quad (8)$$

$$\lambda_3 \frac{\partial T}{\partial r} = 0, \text{ при } r = R_4, \quad (9)$$

$$j_1 \frac{R_1}{R_3} = j_3, \quad (10)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial z} = 0, \frac{\partial t}{\partial z} = 0 \text{ при } z = 0, z = H, \quad (11)$$

$$T(r,0) = \theta(r,0) = 0, \quad (12)$$

$$G = \int_{R_3}^{R_4} U 2\pi r dr = const, V = 0 \text{ при } r = R_3 \text{ и } r = R_4. \quad (13)$$

Здесь G – расход теплоносителя, j_1 – поверхностная плотность теплового потока, поступающего от топлива, ε – приведённая излучательная способность поверхности столба топлива и внутренней стенки твэла [8], j_3 – поверхностная плотность теплового потока, полученного теплоносителем, H – высота микроячейки теплообмена. Отсчёт температуры теплоносителя и топлива идет от входа в канал.

Рассматриваемая задача не имеет точного аналитического решения. Её можно решить, используя приближённый метод – либо численный, либо аналитический. Поскольку нас интересует физическая сторона дела, то для решения поставленной задачи воспользуемся приближённым аналитическим методом интегральных соотношений, широко применяемым в гидродинамике и теплофизике [13]. Его суть состоит в том, что исходные дифференциальные уравнения путём интегрирования поперёк расчётной ячейки приводятся к эквивалентным им точным интегральным соотношениям с неизвестным распределением температуры поперёк ячейки. Приближённость метода состоит в том, что температурный профиль внутри ячейки подбирается в известном смысле произвольно лишь на основе удовлетворения граничным условиям. Если профиль выбран удачно, то всё решение является весьма удовлетворительным.

При расчёте температурного поля такой сложносоставной ячейки обычно задаётся q_0 – линейная плотность потока теплоты на наружной поверхности середины твэла, омываемого водой [8], поэтому расчет температурного поля удобнее начать с последнего звена – канала охлаждения. Для этого умножим уравнение непрерывности (5) на $C_p \gamma$ и сложим с уравнением (4), умноженным на T (14):

$$C_p \gamma \left(\frac{\partial}{\partial z} (UT) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rVT) \right) = \lambda_3 \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \lambda_3 \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right). \quad (14)$$

Далее проинтегрируем это уравнение поперёк канала теплоносителя. Учитывая, что в силу граничных условий $\int_{R_3}^{R_4} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rVT) 2\pi r dr = 0$ и считая, что всё количество теплоты, выделенное в твэле, передается через боковую поверхность в теплоноситель, получим (15):

$$\int_{R_3}^{R_4} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\lambda_3 \frac{\partial T}{\partial r} \right) 2\pi r dr = Q_v(z) = 2\pi R_3 j_3(z) = q_0 \sin\left(\frac{\pi z}{H}\right), \quad (15)$$

с учетом оценки $\frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \sim \frac{(R_4 - R_3)^2}{H^2} \ll 1$ получим уравнение для определения

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right)$$

среднемассовой температуры $\langle T \rangle = \frac{\int_{R_3}^{R_4} UT 2\pi r dr}{G}$, где $G = \int_{R_3}^{R_4} U 2\pi r dr$ – расход теплоносителя. С учетом оценки $\langle T \rangle$ (16):

$$C_p \rho G \frac{\partial \langle T \rangle}{\partial z} = q_0 \sin\left(\frac{\pi z}{H}\right). \quad (16)$$

Далее, учитывая, что температура отсчитывается от входа в канал, после интегрирования получим (17):

$$\langle T \rangle = B \left(1 - \cos\left(\frac{\pi z}{H}\right) \right), \text{ где } B = \frac{q_0 H}{\pi \rho C_p G}. \quad (17)$$

С учетом граничных условий (9) на стенках канала теплоносителя решение представим в виде (18):

$$T(r, z) = T_3(z) - f(z) \left(1 - \frac{(R_4 - r)^2}{(R_4 - R_3)^2} \right). \quad (18)$$

Так как $\lambda_3 \left(\frac{\partial T}{\partial r} \right) \Big|_{r=R_3} = -\frac{q_0}{2\pi R_3}$, то после подстановки сюда $T(r, z)$ получим (19):

$$f(z) = \frac{(R_4 - R_3) q_0}{4\pi \lambda_4 R_3} \sin\left(\frac{\pi z}{H}\right). \quad (19)$$

Подставляя (19) в (18), получим (20):

$$T(r, z) = T_3(z) - \frac{(R_4 - R_3) q_0}{2\pi \lambda_4 R_3} \left[1 - \frac{(R_4 - r)^2}{(R_4 - R_3)^2} \right] \sin\left(\frac{\pi z}{H}\right). \quad (20)$$

Подставляя это выражение в формулу (15), получим (21):

$$\langle T(z) \rangle = T_3(z) - \frac{q_0 M}{2\pi R_3 \lambda_4} \sin\left(\frac{\pi z}{H}\right), \quad (21)$$

где $M = \frac{1}{\pi(R_4 + R_3)} \int_{R_3}^{R_4} \left[1 - \frac{(R_4 - r)^2}{(R_4 - R_3)^2} \right] 2\pi r dr$.

С учетом (17) получим (22):

$$T_3(z) = \frac{qH}{\pi\gamma C_p G} \left(1 - \cos\left(\frac{\pi z}{H}\right) \right) + \frac{q_0 M}{2\pi R_3 \lambda_4} \sin\left(\frac{\pi z}{H}\right) \quad (22)$$

Займемся теперь расчетом температурного поля в топливе. Решение для температуры столба топлива с учетом граничных условий (6) будем искать в виде (23):

$$\theta(r, z) = \theta_1(z) + f_1(z) \left(1 - \left(\frac{r^2}{R_1^2} \right) \right), \quad (23)$$

где $\theta_1(z)$ – подлежащая определению температура на границе столба топлива.

Из граничных условий (6) и (10) находим (24):

$$f_1(z) = \frac{q_0}{4\pi\lambda_1} \sin\left(\frac{\pi z}{H}\right). \quad (24)$$

Зависимость $\theta_1(z)$ найдем по уравнению теплового баланса (25):

$$\theta_1(z) = T_3(z) + \frac{q_0}{2\pi} \left[\frac{(R_3 - R_2)}{R_2 \lambda_3} + \frac{0.9(R_2 - R_1)}{R_1 \lambda_2} \right] \sin\left(\frac{\pi z}{H}\right). \quad (25)$$

Здесь учтено, что плотность радиационного потока составляет 10% от полного потока. Без учета радиационного теплообмена второе слагаемое в правой части не будет содержать множителя 0.9.

На рисунках 3-6 в качестве примера расчета представлены графики зависимости температурного поля ячейки с учетом радиационного теплообмена и без него при $q_0 = 325$ Вт/см. Температура измерена в градусах Кельвина.

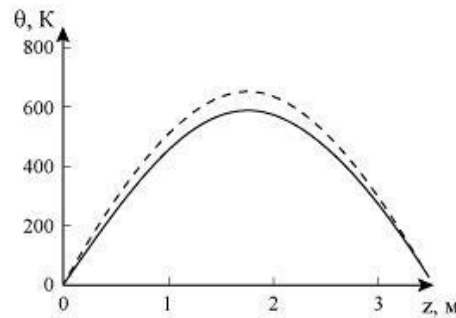


Рисунок 3 – Зависимость температуры боковой поверхности топливного столба от вертикальной координаты (верхняя кривая без учета лучистого теплообмена) [Dependence of the temperature of the fuel column side surface on the vertical coordinate (upper curve excluding radiant heat exchange)]

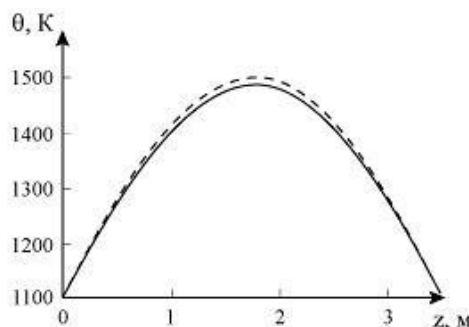


Рисунок 4 – Зависимость температуры на оси топливного столба от вертикальной координаты [Dependence of the temperature on the fuel column axis on the vertical coordinate]

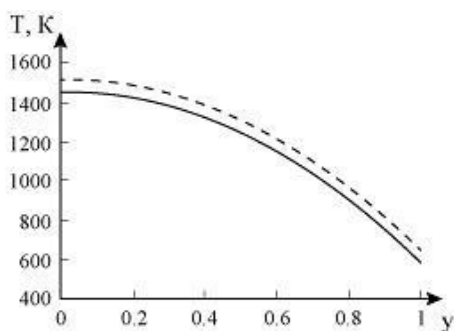


Рисунок 5 – Зависимость температуры топливного столба от безразмерного параметра $y=r/R1$ при $z=H/2$ [Fuel column temperature dependence on dimensionless parameter $y = r/R1$ at $z = H/2$]

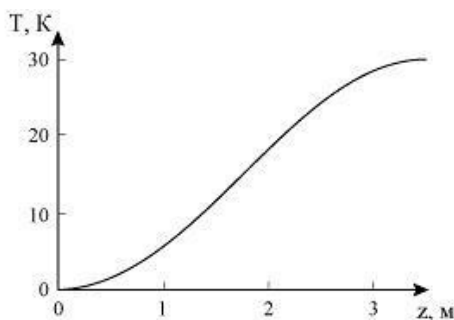


Рисунок 6 – Зависимость среднемассовой температуры теплоносителя от вертикальной координаты [Dependence of the change in the coolant average mass temperature on the vertical coordinate]

Верхние кривые на рисунках 3-5 относятся к расчету без учета радиационного теплообмена. Из проведенных оценочных расчетов видно, что лучистый теплообмен не влияет на температурное поле теплоносителя и в большей степени влияет на температуру боковой поверхности столба топливных таблеток, различие в зависимости температуры от высоты столба в максимуме порядка 62 К.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Скляренко, В.А.* О материалах для оболочек твэл реакторов с водным теплоносителем сверхкритического давления / В.А. Скляренко, А.Г. Зубков, В.М. Зорин, А.В. Аникеев // Новое в российской электроэнергетике. – 2019. – № 8. – С. 33-42.
2. *Зорин, В.М.* Энергетический баланс и показатели тепловой экономичности энергоблока атомной электрической станции / В.М. Зорин, И.В. Устюхина, А.В. Бесова // Вестник Московского энергетического института. – 2020. – № 2. – С. 34-41.
3. *Карташов, К.В.* Поканальный теплогидравлический расчет активной зоны реактора ВВЭР-СКД 30 МВт (тепл.) при номинальных режимах работы / К.В. Карташов // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерно-реакторные константы. – 2016. – № 3. – С. 127-131.
4. *Jian Li.* Materials Selection for the Canadian Supercritical Water-Cooled Nuclear Reactor Concept // JOM. 2016. V. 68. № 2.
5. *Ганев, И.Х.* Физика и расчет реактора / И.Х. Ганев. – Москва : Энергоиздат, 1991. – 368 с.
6. *Колпаков, Г.Н.* Конструкции твэлов, каналов и активных зон энергетических реакторов / Г.Н. Колпаков, О.В. Селиваникова. – Томск : Изд-во Томского политехнического университета, 2009. – 118 с.
7. *Кириллов, П.Л.* Теплообмен в ядерных энергетических установках / П.Л. Кириллов, Г.П. Богословская. – Москва : Энергоатомиздат, 2000. – 456 с.
8. *Кириллов, П.Л.* Справочник по теплогидравлическим процессам в ядерной энергетике, т. 2 / П.Л. Кириллов, В.П. Бобков, А.В. Жуков, В.С. Юрьев. – Москва : ИздАТ, 2010.
9. *Семенов, В.К.* Обоснование математической модели теплообмена для реактора с сосредоточенными параметрами / В.К. Семенов, М.А. Вольман // Глобальная ядерная безопасность. – № 4(17), 2015. – С. 35-42.
10. *Горбунов, В.А.* Оценка влияния радиационного теплообмена на параметры температурных полей твэлов различного конструктивного исполнения / В.А. Горбунов, С.Г. Андрианов, С.С. Коновальцева // Вестник ИГЭУ. – 2021. – Вып. 2. – С. 23-31.

11. Горбунов, В.А. Разработка модели по определению температурного поля твэла в двумерной постановке задачи / В.А. Горбунов, Н.Б. Иванова, Н.А. Лоншаков, Я.В. Белов // Известия высших учебных заведений. Ядерная энергетика. – 2019. – № 2. – С. 174-184.
12. Дементьев, Б.А. Ядерные энергетические реакторы. – Москва : Энергоатомиздат, 1990.
13. Шлихтин, Г. Теория пограничного слоя / Г. Шлихтинг. – Москва : Наука, 1974.

REFERENCES

- [1] O materialah dlya obolochek tvel reaktorov s vodnym teplonositelem sverhkriticheskogo davleniya [Materials for Fuel Element Cladding of Reactors with Supercritical Water Coolant] / Sklyarenko V.A., Zubkov A.G., Zorin V.M., Anikeev A.V. // Novoe v rossijskoj elektroenergetike [New in the Russian Electric Power Industry]. – 2019. – №8. – pp. 33-42 (in Russian).
- [2] Zorin V.M., Ustyuhina I.V., Besova A.V. Energeticheskij balans i pokazateli teplovoj ekonomichnosti energobloka atomnoj elektricheskoy stancii [Energy Balance and Indicators of Thermal Efficiency of Power Unit of Nuclear Power Plant] // Vestnik Moskovskogo energeticheskogo instituta. Vestnik MEI [Moscow Power Engineering Institute Bulletin]. 2020. № 2. pp. 34-41 (in Russian).
- [3] Kartashov K.V. Pokanal'nyj teplogidravlicheskiy raschet aktivnoj zony reaktora VVER-SKD 30 MVt (tepl.) pri nominal'nyh rezhimah raboty [Channel-by-Channel Thermohydraulic Calculation of the 30 MW (th) WVER-SKD Reactor Core at Nominal Operating Modes] // Voprosy atomnoj nauki i tekhniki. Seriya: YAderno-reaktornye konstanty. [Issues of Atomic Science and Technology. Series: Nuclear Reactor Constants] – 2016. – № 3. – pp. 127-131 (in Russian).
- [4] Jian Li. Materials Selection for the Canadian Supercritical Water-Cooled Nuclear Reactor Concept // JOM. 2016. V. 68. № 2. (in English)
- [5] Ganey I.H. Fizika i raschet reaktora [Physics and Calculation of the Reactor]. -Moscow: Energoizdat, 1991. -368 p. (in Russian).
- [6] Kolpakov G.N., Selivanikova O.V. Konstrukcii tvelov, kanalov i aktivnyh zon energeticheskikh reaktorov [Designs of Fuel Elements, Channels and Cores of Power Reactors]. – Tomsk: Izd-vo Tomskogo politekhnicheskogo universiteta [Tomsk: Publishing House of the Tomsk Polytechnic University], 2009. – 118 p. (in Russian).
- [7] Kirillov P.L., Bogoslovskaya G.P. Teplomassoobmen v yadernyh energeticheskikh ustanovkakh [Heat and Mass Transfer in Nuclear Power Plants]. Moscow: Energoatomizdat, 2000. – 456 p. (in Russian).
- [8] Kirillov P.L., Bobkov V.P., Zhukov A.V., YUr'ev V.S. Spravochnik po teplogidravlicheskim processam v yadernoj energetike, t.2 [Handbook on Thermohydraulic Processes in Nuclear Power, vol. 2]. - M.: Izdat. 2010 (in Russian).
- [9] Semenov V.K., Vol'man M.A. Obosnovanie matematicheskoy modeli teploobmena dlya reaktora s sosredotochennymi parametrami [Substantiation of Mathematical Model of Heat Transfer for a Reactor with Lumped Parameters] // Global'naya yadernaya bezopasnost' [Global Nuclear Safety]. – No4 (17), 2015. – pp. 35–42 (in Russian).
- [10] Gorbunov V.A., Andrianov S.G., Konoval'ceva S.S. Ocenka vliyaniya radiacionnogo teploobmena na parametry temperaturnyh polej tvelov razlichnogo konstruktivnogo ispolneniya [Assessment of the Influence of Radiation Heat Transfer on the Parameters of the Temperature Fields of Fuel Elements of Various Designs]. // Vestnik IGEU [ISSUE Bulletin]. – 2021. – Vyp. 2. – pp. 23-31 (in Russian).
- [11] Razrabotka modeli po opredeleniyu temperaturnogo polya tvela v dvumernoj postanovke zadachi [Development of a Model for Determining the Temperature Field of a Fuel Element in a Two-Dimensional Formulation of Problem] / V.A. Gorbunov, N.B. Ivanova, N.A. Lonshakov, YA.V. Belov // Izvestiya vysshih uchebnyh zavedenij. YAdernaya energetika [News of Higher Educational Institutions. Nuclear Energy]. - 2019. - № 2. - pp. 174-184 (in Russian).
- [12] Dementev B.A. Yadernye energeticheskie reaktory [Nuclear Power Reactors].-Moscow: Energoatomizdat, 1990 (in Russian).
- [13] Shlihting G. Teoriya pogranichnogo sloya [Theory of Boundary Layer]. – Moscow: Nauka, 1974 (in Russian).

Evaluation of Radiant Heat Transfer Influence on the Temperature Field of Fuel Element Microcell of Pressurized Water-Cooled Nuclear Reactor

V.K. Semenov¹, N.B. Ivanova², M.A. Volman³, A.A. Belyakov⁴

Ivanovo State Power Engineering University named after V.I. Lenin, Rabfakovskaya St., 34, Ivanovo, Russia 153003

¹*ORCID iD: 0000-0001-9765-2096*

WoS Researcher ID: T-1066-2017

e-mail: semenov_vk@mail.ru

²*ORCID iD: 000-002-9519-6047*

WoS Researcher ID: AAU-285-2021

e-mail: rgr_ivanova@rambler.ru

³*ORCID iD: 0000-0001-6805-6287*

WoS Researcher ID: M-1304-2018

e-mail: maria_volman@mail.ru

⁴*ORCID iD: 0000-0003-4374-3077*

WoS Researcher ID: S-7878-2017

e-mail: bel.aes@ya.ru

Abstract – Optimization of the core composition of the pressurized water reactors is associated with the calculation of the temperature fields of heat exchange microcells containing separate fuel elements. Taking into account the radiation-conductive heat transfer inside the fuel element is based on the statement that the helium gap between the column of fuel pellets and the wall of the fuel element has the properties of a black body. This is not true as helium is a monatomic gas, it neither absorbs nor emits, i.e. transparent to heat radiation. The article substantiates the physical and mathematical model of a microcell of a fuel element of a pressurized water-cooled nuclear reactor, taking into account radiation heat transfer. The model takes into account that helium is transparent to thermal radiation, and the fuel element is cooled by a flow-through system of the coolant. The implementation of the model is carried out analytically using the Karman-Pohlhausen integral relations method. The temperature fields of the column of fuel pellets and the coolant channel are calculated, the temperatures of the side surfaces of the cell are determined, and the effect of radiation heat transfer on the temperature distribution in the cell is estimated.

Keywords: fuel element microcell, temperature field, Karman-Pohlhausen method, complex conductive-radiative heat transfer, temperature drop on the fuel element wall, coolant mass average temperature.