

ЭНЕРГЕТИКА, ТЕПЛО- И МАССООБМЕН
POWER ENGINEERING, HEAT AND MASS TRANSFER

УДК 621.039.577-182.3

<https://doi.org/10.29235/1561-8358-2019-64-2-190-204>

Поступила в редакцию 01.11.2018

Received 01.11.2018

И. В. Войтов¹, В. П. Колос²

¹*Белорусский государственный технологический университет, Минск, Беларусь*

²*Институт энергетики Национальной академии наук Беларуси, Минск, Беларусь*

**РЕАКТОРЫ С МИКРОТВЭЛАМИ: ГИДРОДИНАМИКА ПРОНИЦАЕМЫХ КАНАЛОВ
НАСЫПНОЙ СБОРКИ**

Аннотация. Раскрыта перспектива использования в ядерных реакторах топлива в виде микровзвездов – шариков из делящегося материала диаметром порядка миллиметра, покрытых защитной оболочкой для удержания радиоактивных продуктов деления. Отмечено, что сыпучесть, большая удельная поверхность теплообмена, необычайно высокая стойкость микровзвездов позволяют на их базе проектировать инновационные безопасные реакторы различного целевого назначения (транспортибельные, бродеры, высокотемпературные, высокопоточные и т. д.). Предложена комплектация активной зоны реактора с насыпными тепловыделяющими сборками. В них гармонично сочетаются достоинства микровзвездов с преимуществами бокового подвода теплоносителя к топливному слою с помощью проницаемых распределительного и отводного каналов. Представлена схема насыпной сборки и проведен анализ моделирования динамики потока в проницаемых каналах. Показано, что существующее математическое описание движения теплоносителя в них отличается неоднозначностью и противоречивостью. Для устранения недостатков в моделировании построен новый кинематический образ течения в проницаемом канале взамен существующего, представляющего собой струю, к которой на проницаемой стенке непрерывно присоединяются или отделяются от нее частицы теплоносителя. Движение в проницаемом канале в новой трактовке рассматривается как поворот потока при одновременном его расширении или сужении в зависимости от того, происходит в канале отток или приток. На основании такого представления получено уравнение изменения давления теплоносителя в проницаемом канале, определена реакция потока на приращение расхода, описана величина касательной составляющей вектора скорости на проницаемой стенке, тем самым устранены недостатки описания движения теплоносителя в каналах насыпной сборки. Полученные результаты могут также использоваться при проектировании других технических устройств, содержащих проницаемые каналы.

Ключевые слова: реактор, микровзвезд, насыпная тепловыделяющая сборка, проницаемый канал, гидродинамика, кинематический образ, диссипация

Для цитирования: Войтов, И. В. Реакторы с микровзвездами: гидродинамика проницаемых каналов насыпной сборки / И. В. Войтов, В. П. Колос // Вест. Нац. акад. наук Беларуси. Сер. физ.-техн. наук. – 2019. – Т. 64, № 2. – С. 190–204. <https://doi.org/10.29235/1561-8358-2019-64-2-190-204>

I. V. Voitov¹, V. P. Kolos²

¹*Belarusian State Technological University, Minsk, Belarus*

²*Institute of Power Engineering of National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, Belarus*

**REACTORS WITH MICRO FUEL PARTICLES: HYDRODYNAMICS OF PERMEABLE CHANNELS
OF THE BULK ASSEMBLY**

Abstract. The prospect of use of fuel in the form of micro particles (balls with a diameter about a millimeter formed by the fissile material and a protective cover to hold the radioactive fission products) in nuclear reactors is disclosed. It's marked that flow ability, large specific surface of heat removal, extraordinary high resistance of micro fuel particles allow to design innovative safe reactors for various purpose: transportable, breeders, high-temperature, high neutron flux etc. It's suggested

to complete the active zone by bulk heat releasing assemblies. In them the advantages of spherical micro fuel particles and a coolant side supply to the bed through permeable distribution and branch channels are harmoniously combined in these assemblies. It is presented the scheme of bulk assemblies and carried out the analysis of modeling of dynamics of a stream in permeable channels. It is shown that the mathematical description of liquid movement in such channels has ambiguity and discrepancy. To eliminate modeling shortcomings a new kinematic image of current in the permeable channels was offered. It was proposed instead of the existing one representing a jet to which particles of coolant were continuously joined or separated on the permeable wall. In the new interpretation the flow in the permeable channel is considered as turn of the stream at its simultaneous expansion or narrowing depending on there is outflow or inflow. On the base of this image the equation for determination of coolant pressure changing in the permeable channel is obtained; reaction of a stream for changing of flow rate increment is established, the tangent component of a velocity on a permeable wall is founded. Thereby the disadvantages of describing of coolant moving in the bulk assemblies channels are eliminated. Permeable channels are used not only in nuclear reactors, but also in many other technological devices: catalytic reactors, heat exchangers, filters, collector and distributing systems. The obtained results can be used for designing other devices with permeable channels.

Keywords: reactor, micro fuel particle, bulk heat releasing assemble, permeable channel, hydrodynamics, kinematic image, dissipation

For citation: Voitov I. V., Kolos V. P. Reactors with micro fuel particles: hydrodynamics of permeable channels of the bulk assembly. *Vestsi Natsyyanal'nai akademii navuk Belarusi. Seryya fizika-technichnykh navuk = Proceedings of the National Academy of Sciences of Belarus. Physical-technical series*, 2019, vol. 64, no. 2, pp. 190–204 (in Russian). <https://doi.org/10.29235/1561-8358-2019-64-2-190-204>

Введение. Реакторы с микротвэлами. Еще в начале 1960-х годов в научных изданиях появились сведения о параметрах проектируемых ядерных реакторов с микротвэлами [1]. Технически передовые страны: Германия, Италия, СССР, США, – уже в то время активно проводили их разработку. Специалистов в области реакторостроения микротвэлы привлекали, прежде всего, большой удельной поверхностью теплосъема и сыпучестью, дающей возможность существенно упростить загрузку-выгрузку ядерного горючего из активной зоны, используя пневмо- или гидротранспорт. Отмеченные свойства топлива позволяли рассчитывать на создание малогабаритных ядерных установок с высокой удельной мощностью. Вследствие своей транспортабельности данная категория аппаратов была и остается востребованной для энергоснабжения объектов обороны и нефтедобывающей отрасли, для освоения космоса (например, Луны, Марса), Арктики с ее суровым климатом, а также труднодоступных районов нашей планеты.

Структура микротвэлов и способ их изготовления все время совершенствуются. Расширяется и область их потенциального использования. Созданы микротвэлы для реакторов на тепловых и быстрых нейтронах с многослойным покрытием топливного ядра (Микротвэл ядерного реактора : пат. РФ, № 2328781; G21C3/62, G21C3/28, авторы – В.П. Денискин, С.Д. Курбаков, И.И. Федик, А.С. Черников; Микротвэл ядерного реактора на быстрых нейтронах : пат. РФ, № 2382423; G21C3/28, G21C3/62, авторы – В.П. Денискин, С.Д. Курбаков, И.И. Федик, А.С. Черников). Каждый слой несет свою функциональную нагрузку. Особо важна роль слоя из пористого пироуглерода, прилегающего к ядерному топливу [2, 3]. Он препятствует выходу радиационных продуктов деления (даже при высоких температурах) и обеспечивает надежный контакт топливного ядра с остальной частью покрытия. Поглощение нейтронов оболочкой микротвэла на основе карбида кремния существенно ниже, чем оболочкой стержневого твэла из сплавов циркония. Это обстоятельство позволяет получить при низкообогащенном ядерном топливе надлежащий спектр нейтронов и высокую плотность потока (более 5×10^{16} нейтр./см² × с) в активных зонах исследовательских и высокопоточных реакторов [4]. Такие малоуязвимые для терроризма аппараты найдут применение в лазерных устройствах с ядерной накачкой, в установках для ресурсных испытаний деталей и узлов атомных станций, тестирования работоспособности электроники при сильном радиационном воздействии, а также для проведения научных исследований в рамках шестого технологического уклада в области медицины, биологии, фармацевтики, радиационной химии.

Хорошие нейтронно-физические показатели микротвэлов для быстрых реакторов позволяют считать последних перспективными бридерами – воспроизводителями ядерного горючего, способными заметно улучшить экономику топливного цикла при существующем дефиците в природе урана 235.

Высокотемпературные газоохлаждаемые реакторы (ВТГР) имеют важные области применения. Температура теплоносителя 1000 °С на выходе из активной зоны позволяет производить водород (путем конверсии метана) и иные полезные продукты без выбросов в атмосферу

углекислого газа. Получение таким образом эффективного экологически безупречного топлива привело к зарождению перспективного направления «Атомно-водородная энергетика» [5]. Специалисты видят экономическую целесообразность использования высокопотенциального тепла и в других энергоемких отраслях: химии, нефтедобыче (для снижения вязкости каустобиолитов), нефтепереработке, металлургии и др. Благодаря высокому отрицательному коэффициенту реактивности и интенсивному естественному теплосъему реакторы типа ВТГР признаны МАГАТЭ безопасными. Одноконтурные с газовой турбиной энергетические установки на основе ВТГР весьма экономичны (их КПД составляет около 50 %) и могут использоваться как чистые производители электрической энергии и как когенерирующие устройства. Лидером высокотемпературного направления в реакторостроении является Китай. Основу топливной загрузки ВТГР составляют микротвэлы. Они заполняют объем в шаровых изделиях из графита диаметром 60 мм, которые в свою очередь и составляют главную фракцию насыпной активной зоны. Следует ожидать, что в высокотемпературных реакторах следующего поколения будет уже реализовано непосредственное охлаждение микротвэлов теплоносителем, температура которого на выходе из активной зоны 1400–1600 °С позволит более эффективно решать технологические и экологические задачи энергоемкого производства.

Исследования российских ученых показали работоспособность микротвэлов в водяном теплоносителе, в перегретом паре, в дымовых газах при глубине выгорания более 15 % тяжелых ядер. Их оболочка эффективно удерживает продукты деления при температуре 1500 °С и длительное время сохраняет это свойство при температуре 2000 °С. Безукоризненные характеристики безопасности, стоимость производства на 40 % меньше, чем стержневых твэлов, большая глубина выгорания, простота хранения отработавшего ядерного горючего (отсутствует необходимость в принудительном его охлаждении) и связанная с этим невысокая стоимость топливного цикла – все это позволяет считать ядерное топливо в виде микротвэлов перспективным для мощных водо-водяных реакторов атомных электростанций, способным не только осуществить качественный скачок в их безопасности, но и значительно улучшить их экономику [6].

В настоящее время просматривается целесообразность использования реакторов малой (до 100 МВт) и средней (до 700 МВт) мощности для становления энергетике как базовой отрасли экономики развивающихся стран. Растущий интерес к установкам такого типа нашел свое отражение в инновационных планах МАГАТЭ. Так, по его инициативе в 2004 г. стартовал координированный исследовательский проект по разработке реакторов малой и средней мощности научно-исследовательскими организациями десяти государств – членов МАГАТЭ. Среди них не только гранды реакторостроения – США, Россия, Япония, но и страны с умеренным рейтингом – Бразилия, Вьетнам, Индия, Индонезия, Литва, Хорватия. В качестве перспективных для рассмотрения в этот проект предложены варианты реакторов с микротопливом [7].

Насыпная тепловыделяющая сборка. Важной величиной, характеризующей совершенство конструкции и эффективность работы всех рассмотренных категорий реакторов – транспортабельных, бридеров, высокопоточных, высокотемпературных, малой и средней мощности, ВВЭР большой единичной мощности, является равномерность температурного поля в активной зоне. В насыпной сборке гармонично сочетаются достоинства топлива в виде микротвэлов с преимуществами бокового подвода теплоносителя [8]. Использование ее дает возможность распределить поток теплоносителя по радиусу активной зоны пропорционально мощности тепловыделяющей сборки (ТВС) и по высоте подобно профилю погонного энерговыделения и тем самым получить более равномерное температурное поле по сравнению с имеющим место в активной зоне со стержневыми твэлами. Это положительно отражается на формировании энергетического спектра нейтронов и позволяет снизить критическую загрузку реактора, увеличить глубину выгорания топлива, упростить управление цепной реакцией, повысить нейтронный поток. В Беларуси исследования насыпной сборки начались в конце 1960-х годов, а уже в 1974 г. были проведены первые испытания ТВС с микротвэлами Харьковского физико-технического института.

Расчетная схема гидравлического тракта сборки показана на рис. 1. Микротвэлы находятся между двумя цилиндрическими коаксиальными решетками и торцевыми стенками. Профилированная обсадная трубка и наружная решетка образуют кольцевой распределительный канал с проницаемой стенкой. Внутренняя ограждающая решетка является проницаемой

стенкой отводного канала. Теплоноситель подается в распределительный канал, двигаясь по которому он одновременно фильтруется сквозь внешнюю решетку, попадает в топливный слой, снимает генерируемое тепло, через внутреннюю решетку поступает в отводной канал и затем покидает активную зону.

Бесспорно, инновационное развитие реакторостроения требует постоянного анализа и поиска путей совершенствования физико-математического обеспечения проектирования. Затронем одну из главных его составляющих – математическую модель теплосъема в активной зоне с насыпными сборками, рассмотрев описание движения теплоносителя в проницаемых распределительном и отводном каналах, отличающееся своей неоднозначностью и противоречивостью.

Анализ моделирования динамики потока в проницаемом канале. В 1970-е годы в развитии математического моделирования движения газа (жидкости) в аппаратах радиального типа, к которым относится и насыпная сборка, наметились два направления, существующие и в настоящее время. Одна группа исследователей пытается описывать процесс теплосъема трудоемкой в расчетном плане системой [9–12], содержащей многомерные уравнения динамики турбулентного потока теплоносителя в проницаемых каналах сборки. Эти нелинейные уравнения придают всей модели теплосъема чрезвычайную математическую сложность. Удовлетворительные методы решения ее в настоящее время отсутствуют, рекомендованные способы [10–12] приводят к положительному результату только в частном случае. Успешное развитие этого направления возможно при плодотворной разработке соответствующих разделов математического программирования. С физической точки зрения ситуация осложнена тем, что турбулентное течение в каналах происходит при наличии оттока (притока). Создание же правильной модели турбулентности вблизи пористой стенки канала в настоящее время остается проблематичным, несмотря на определенные успехи в этой области. Таким образом, даже математическая структура многомерной динамической модели движения теплоносителя в распределительном и отводном каналах остается на данном этапе невыясненной. Расчет на ее основе профилей каналов, обеспечивающих надежный теплосъем в топливном слое, сейчас невозможен. Разработки в этом направлении моделирования пока имеют лишь чисто научное значение и могут в дальнейшем использоваться для решения прямой задачи теплофизики реактора – определения термогидродинамических параметров теплоносителя при известных размерах аппарата.

Иной позиции придерживаются специалисты второго направления в моделировании [13–15]. Их расчеты теплосъема в топливном слое базируются на решении системы уравнений фильтрации с граничными условиями на боковых поверхностях, полученных на основе одномерных уравнений движения потока в распределительном и отводном каналах. В этом случае не возникает потребности в сложных экспериментах по изучению турбулентности; эти уравнения содержат интегральную величину – коэффициент гидравлического сопротивления канала с проницаемой стенкой, экспериментальное определение которого не сопряжено с большими трудностями.

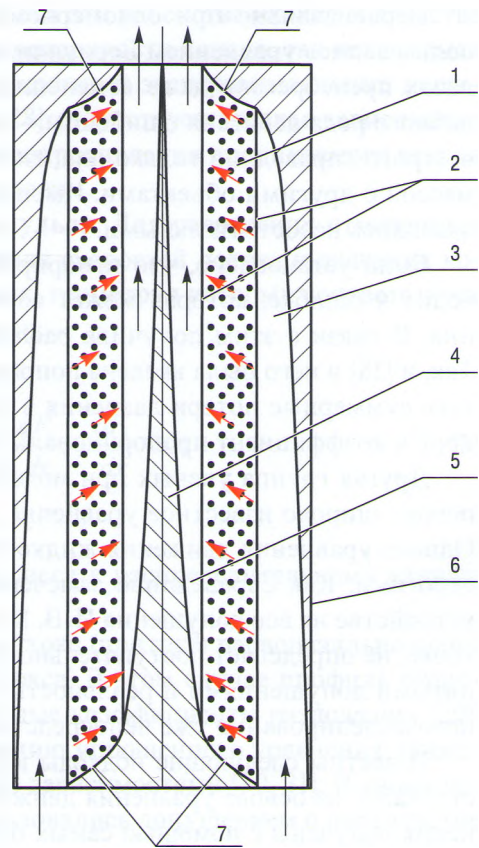


Рис. 1. Схема гидравлического тракта насыпной ТВС: 1 – слой из микротвэлов, 2 – внутренняя и наружная ограждающие слой решетки, 3 – распределительный канал, 4 – вытеснительный стержень, 5 – отводной канал, 6 – профилированная обсадная трубка, 7 – торцевые стенки

Fig. 1. Scheme of a hydraulic path of bulk heat realizing assemblies: 1 – microfuel elements bed, 2 – the internal and external lattices protecting the bed, 3 – distribution channel, 4 – displacement rod, 5 – drainage channel, 6 – profiled casing pipe, 7 – end wall

Первоначально при одномерном описании течения в каналах с проницаемыми стенками пользовались уравнением Бернулли, причем по аналогии с движением в трубах в некоторых задачах пренебрегали даже изменением скоростного напора. Однако вскоре стало ясно, что подобного рода действия ошибочны – интеграл Бернулли имеет смысл закона сохранения энергии и строго справедлив только для изолированных систем (для струй), которые не обмениваются массой с другими объектами. Именно поэтому результаты таких работ, как, например, [16, 17], оказались несостоятельными.

Было установлено, что игнорирование эффекта отделения или присоединения массы приводит к ошибке, которая может составлять 100 % и более от рассчитанного перепада давления. В связи с этим получила распространение идея усовершенствовать уравнение Бернулли. Так, в [18] в него была введена поправка на поворот потока, а И. Е. Идельчиком предложено считать суммарные потери давления в проницаемом канале пропорциональными скоростному напору и коэффициент пропорциональности определять экспериментально [19].

Другая группа ученых при моделировании динамики потока при оттоке (притоке) брала за основу широко известное уравнение движения точки переменной массы И. В. Мещерского [20]. Однако уравнения движения жидкости, полученные на его базе, оказываются теоретически нестрогими. Как справедливо замечено в [21], при движении жидкости в раздающем (сборном) устройстве не все допущения И. В. Мещерского соблюдаются. Так, скорость, измеренная в одной точке, не определяет поступательного движения всего потока. Такое несоответствие между принятыми допущениями и реальностью послужило толчком для дальнейшего развития одномерного моделирования уже непосредственно на основе уравнений гидродинамики.

Известны следующие подходы к одномерному описанию потока в каналах с проницаемыми стенками: на основе уравнения движения [22, 23] и уравнения энергии [24]. Перечисленные уравнения получены с помощью самых общих предположений, и при их выводе не делалось никаких допущений относительно массы движущегося потока. Вследствие этого они описывают течение жидкости в каналах произвольной конфигурации со сплошными или проницаемыми стенками в наиболее общем виде, что составляет важное отличие данных подходов от рассмотренных выше.

Многообразие уравнений, полученных на основе закона изменения количества движения, объясняется различием дополнительных упрощений, принятых для конкретных задач. По внутреннему содержанию они одинаковы и обобщаются следующим выражением [25, 26]:

$$\frac{d \langle P \rangle}{\rho} + \beta w dw + w^2 d\beta + \beta w (w - V_x^*) \frac{dG}{G} + \lambda \frac{w^2}{2D} dx = 0, \quad (1)$$

где $\langle \cdot \rangle = F^{-1} \iint_F (\cdot) dF$, $w = \langle V_x \rangle$, $\beta = \frac{\langle V_x^2 \rangle}{w^2}$ – коэффициент потока импульса, $G = \rho w F$ – расход жидкости в канале, \bar{D} – эквивалентный диаметр канала, P – давление, V_x – продольная (осевая) компонента вектора скорости, F – площадь проходного сечения канала, ρ – плотность жидкости, $x \in [0; L]$ – продольная координата, L – длина канала, λ – коэффициент сопротивления трения проницаемого канала; символом * отмечены параметры потока на проницаемой стенке.

Равенство, аналогичное по смыслу формуле (1), полученное на базе уравнения энергии, при течении в трубе имеет вид [24]

$$q' + \frac{r^2}{4\varphi^2 L^2} u' u'' + \frac{3 - \psi^2}{2} u u' + \frac{\lambda L}{4r} u^2 = 0, \quad (2)$$

где $q = \langle P \rangle / \rho w_0^2$ – безразмерное давление, $u = w / w_0$ – безразмерная продольная скорость, w_0 – средняя продольная скорость в начале канала, r – радиус трубы, φ – свободное сечение стенки трубы, ψ – отношение продольной компоненты скорости отделяющейся массы к скорости основного потока; штрихи обозначают дифференцирование по безразмерной координате x/L .

Достаточно даже поверхностного анализа, чтобы обнаружить существенные различия в (1) и (2). Так, выражение (1) является дифференциальным уравнением первого порядка относительно средней продольной скорости потока, а (2) – второго; (1) содержит слагаемое, учитывающее инерционный эффект отделения (присоединения) массы, по величине в 2 раза большее,

чем аналогичное в (2). Помимо средней осевой скорости в оба эти равенства входит в качестве неизвестной касательная вектора скорости к проницаемой поверхности канала, так называемая скорость скольжения. Она вносит неопределенность в численные и экспериментальные исследования. Даже в тщательно проведенных работах [25, 27, 28] отсутствует гладкая зависимость эмпирически полученного коэффициента гидравлического сопротивления проницаемого канала от K_{\perp} ($K_{\perp} = V_r^* / w$; V_r^* – поперечная компонента вектора скорости).

О профиле скоростей и коэффициенте переноса импульса. Для устранения отмеченных недостатков в моделировании выясним особенности профиля скоростей потока и значения коэффициента переноса импульса в проницаемых магистральных, геометрия которых соответствует следующим соотношениям между размерами каналов сборки:

$$\begin{aligned} F_1(L_1) = 0; \quad F_2(0) = 0; \\ \frac{F_2(L_2)}{L_2} > \frac{1}{8} \frac{dF_2}{dx}; \quad \frac{dF_2}{dx} \geq 0; \quad \frac{F_1(0)}{L_1} > -\frac{1}{8} \frac{dF_1}{dx}; \quad \frac{dF_1}{dx} \leq 0; \\ \sqrt{F_1(0)} \ll L_1; \quad \sqrt{F_2(L_2)} \ll L_2; \quad L_1 \approx L_2. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь и далее индексом 1 обозначены параметры, относящиеся к распределительному каналу, 2 – к отводному.

Теоретические исследования ламинарного потока при оттоке (притоке) первоначально основывались на приближенном решении уравнения Навье–Стокса. В этом случае профиль скоростей задавался полиномом, и затем отыскивались неизвестные коэффициенты разложения [29]. Впоследствии предпочтение было отдано численному решению упрощенного уравнения движения с последующей аппроксимацией профилей степенными зависимостями [30, 31]. В своих исследованиях авторы теоретических работ, как правило, пользовались допущением о постоянстве статического давления по сечению канала, то есть

$$P = \langle P \rangle. \quad (4)$$

Для описания турбулентного течения обычно применялась теория исчезающей вязкости. Особого внимания заслуживает здесь модификация коэффициента затухания в интерпретации Р. Кинни и Е. Спэрроу [32]. Благодаря ей появилась возможность рассчитывать профили скоростей при течении жидкости в каналах с проницаемыми стенками при наличии поля скоростей без притока (оттока). Что касается приближения пограничного слоя (4) для турбулентного режима, то оно хорошо согласуется с результатами исследований структуры течений в проницаемых магистральных в условиях внешней и внутренней задач, базирующихся на интегральных методах [33] или на различных концепциях турбулентной вязкости [32, 34, 35]. Главное, что следует из теоретических работ, – коэффициент потока импульса близок к единице.

Профили скоростей потока в проницаемых трубах и кольцевых каналах определялись и экспериментально [21, 36, 37]. Известны единичные публикации по замерам скорости жидкости в каналах переменного проходного сечения [28, 38].

Анализ отмеченных здесь сообщений позволяет сделать вывод, что приток уменьшает заполнение продольной составляющей вектора скорости [33]. Однако это происходит только при внешнем обтекании тел. В условиях внутренней задачи воздействие притока проявляется двояко [21]. С одной стороны, наличие поперечного потока приводит к тому, что профиль скорости становится менее заполненным, а следовательно, растут толщины вытеснения и импульса. С другой стороны, рост интегральных характеристик обуславливает более быстрое увеличение скорости в потенциальной части течения. Возникающий при этом градиент скорости вызывает обратный эффект, приводя к большему заполнению профиля скоростей.

Нормализованный профиль скоростей для полностью развитого потока в трубах и между параллельными стенками при наличии притока отличается от параболического профиля скоростей течения Пуазейля, но изменение его формы для $x / \bar{D} \geq 6$ незначительно или вовсе не происходит. По данным Г.А. Петрова [22], коэффициент потока импульса можно принять постоянным и равным значению для начального сечения. Согласно [21], значение β в случае притока в первом приближении можно принять равным 1,1/1,15 и считать поток полностью стабилизированным при $x / \bar{D} \geq 8$.

Значительно более сложная гидродинамическая обстановка складывается в каналах при оттоке. Существование многих факторов, влияющих на формирование профиля скоростей, а главное, наличие положительной осевой составляющей градиента давления в большинстве опытов и связанные с нею отрыв пограничного слоя, различного рода пульсации и завихренности, нестабильность течения – все это вместе взятое не позволяет на данном этапе обобщить и систематизировать опубликованные научные результаты. Можно лишь сделать вывод о том, что отток (в отличие от притока) приводит к явно выраженному заполнению профиля осевой составляющей вектора скорости; коэффициент потока импульса (в зависимости от режима течения) находится в пределах 1,02–1,07.

Что касается положения с поперечной составляющей скорости, то сперва была выдвинута гипотеза о линейном законе изменения ее по радиусу канала [39]. Экспериментальная проверка частично подтвердила справедливость этого предположения: линейный закон соблюдался при малых и средних скоростях оттока (притока) [36]. С ростом изменения расхода по длине канала замечена тенденция перехода линейного закона в асимптотический [28].

Уравнения гидравлики; реакция потока на изменение расхода. Опираясь на изложенные результаты, установим закономерность изменения давления потока теплоносителя (жидкости или газа) в проницаемых каналах сборки. В дальнейшем будем использовать термины «теплоноситель» или «жидкость», понимая, что их плотность может быть и переменной величиной. Запишем стационарные уравнения гидродинамики в инвариантной форме:

$$\nabla \rho \vec{V} = 0, \quad (5)$$

$$\rho(\vec{V} \nabla) \vec{V} = -\nabla P + \rho \vec{g} + \nabla \cdot \hat{\sigma}. \quad (6)$$

Здесь и далее \vec{g} – вектор внешних массовых сил; под плотностью ρ , давлением P , тензором вязких и турбулентных напряжений $\hat{\sigma}$, скоростью \vec{V} будем понимать осредненные параметры потока теплоносителя: первые три – по Рейнольдсу, последний – по Фавру.

Уравнение неразрывности (5) представим в интегральном виде:

$$\oint_{\Sigma} \rho \vec{V} d\vec{\Sigma} = 0. \quad (7)$$

Введем цилиндрическую систему координат $(X; R)$, где X совместим с продольной осью ТВС. В качестве Σ выберем полную поверхность элементарного объема $\tau = F(x)dx$, примем условие прилипания на непроницаемой стенке канала и, используя теорему о среднем, раскроем содержание закона сохранения массы (7) при одномерном описании течения в проницаемом канале:

$$\frac{dG}{dx} + 2\pi R(\rho V_r)^* = 0. \quad (8)$$

Приступим к формулировке граничных условий. Исходя из соотношений (3) естественным является требование равенства нулю расхода теплоносителя в конце распределительного и в начале отводного каналов:

$$\begin{aligned} G_1(L_1) &= F_1 \langle \rho_1 V_{1x} \rangle|_{x=L_1} = 0; \\ G_2(0) &= F_2 \langle \rho_2 V_{2x} \rangle|_{x=0} = 0. \end{aligned} \quad (9)$$

Следует отметить, что равенство нулю не расхода, а средней продольной составляющей вектора скорости приводит к серьезным осложнениям уже на стадии постановки задачи профилирования каналов и торцов топливного слоя с целью выравнивания температурного поля в активной зоне (пояснения даны в заключении). На входе же и выходе из ТВС, вне всякого сомнения, выполняются тривиальные условия:

$$\begin{aligned} F_1 \langle \rho_1 V_{1x} \rangle|_{x=0} &= G_0; \\ F_2 \langle \rho_2 V_{2x} \rangle|_{x=L_2} &= G_0, \end{aligned} \quad (10)$$

где G_0 – расход теплоносителя на входе в сборку.

Как предельный случай движения теплоносителя в каналах с пористыми стенками, проницаемость которых стремится к нулю, рассмотрим стационарное течение в обычной магистрали – трубе переменного сечения со сплошными стенками. Здесь поток, преодолевая силы трения, тратит механическую энергию, которая превращается в тепло. Данный процесс подчиняется закону Бернулли:

$$\begin{aligned} \frac{P}{\rho} + zg + \frac{\beta w^2}{2} \Big|_+ &= \frac{P}{\rho} + zg + \frac{\beta w^2}{2} + h \Big|_- \\ \Rightarrow \frac{dP}{\rho} + g_x dx + \beta w dw + w^2 d\beta + (dh \triangleq \xi \frac{w^2}{2D} dx) &= 0. \end{aligned} \tag{11}$$

Здесь h – потери напора в магистрали между сечениями, отмеченными знаками + и –; z – удельная энергия положения; ξ – коэффициент гидравлического трения (сопротивления) магистрали, который по сути является относительной мерой диссипации механической энергии.

Аналогичный смысл следует придать коэффициенту гидравлического сопротивления проницаемого канала ξ . Для этого выражение (6) спроектируем на продольную ось ТВС и умножим на V_x . Проведя несложные преобразования, с учетом (5) получим

$$\nabla(\rho \bar{V} \frac{V_x^2}{2}) = -V_x \nabla_x P + \rho V_x g_x + V_x \nabla \cdot \bar{\sigma}_x. \tag{12}$$

Проекция уравнения (6) на поперечную ось координат R при допущении постоянства давления по сечению канала эквивалентна выражению (4).

Перейдем к интегральной форме записи уравнения (12), отражающего изменение кинетической энергии продольного движения теплоносителя в проницаемой магистрали:

$$\oint\!\!\!\int_{\Sigma} \rho \bar{V} \left(\frac{V_x^2}{2}\right) d\bar{\Sigma} = \iiint_{\tau} (\rho V_x g_x - V_x \nabla_x P) d\tau + \oint\!\!\!\int_{\Sigma} V_x \bar{\sigma}_x d\bar{\Sigma} - \iiint_{\tau} \bar{\sigma}_x \nabla V_x d\tau. \tag{13}$$

Методами фракционного анализа [40] сравним между собой величины двух интегралов, содержащих $\bar{\sigma}_x$. Значение поверхностного интеграла характеризует затраты энергии, связанные с перестройкой профиля продольной составляющей вектора скорости. Оно существенно меньше значения объемного, выражающего скорость диссипации механической энергии продольного движения потока, и поэтому из дальнейших выкладок поверхностный интеграл нами исключается.

Проведя (с учетом сказанного) осреднение выражения (13) по проходному сечению F , получим следующую закономерность изменения давления вдоль проницаемого канала:

$$\begin{aligned} dP + \beta \rho w dw + \rho w^2 d\beta + \frac{\rho}{2G} (\beta w^2 - V_x^{*2}) dG + \rho g dx + \\ + \left[\frac{1}{Fw} \iint_F \bar{\sigma}_x \nabla w (1 + \alpha) dF dx \triangleq \xi \rho \frac{w^2}{2D} dx \right] = 0. \end{aligned} \tag{14}$$

Здесь $V_x = w(1 + \alpha)$; при выводе предполагалось вертикальное расположение сборки с прокачкой теплоносителя снизу вверх ($g_x = |\bar{g}| \triangleq g$), а также выполнение условия (4) и

$$\rho = \langle \rho \rangle. \tag{15}$$

В результате этих преобразований уточнена реакция потока на изменение расхода в канале; она существенно отличается от принятой в настоящее время (сравните четвертые слагаемые в выражениях (1) и (14)).

Скорость скольжения. Относительно величины V_x^* в научной литературе присутствует неопределенность. Ряд исследователей без должного обоснования принимают ее равной нулю. Другие в своих работах предлагают использовать различного рода гипотезы, например считать V_x^* пропорциональной средней осевой скорости потока [26]. Очевидным здесь является лишь то, что при номинальном режиме работы реактора средняя осевая скорость потока в каналах реальной насыпной сборки превосходит осевую скорость на проницаемой стенке – скорость скольжения. Поэтому пренебречь ею в уравнении (14) имеется больше оснований, чем в (1), поскольку слагаемое с V_x^* в (14) – второго порядка малости относительно w , в выражении (1) – первого.

Несмотря на это, определим величину V_x^* . Приняв во внимание, что ограждающие решетки, строение которых схоже со структурой слоя, оказывают одинаковое с ним воздействие на поток теплоносителя, гидродинамические параметры на проницаемой стенке со стороны канала свяжем посредством условий сопряжения [41] с аналогичными величинами со стороны топливного слоя, то есть с характеристиками фильтрации при $r = R$:

$$[\rho] = 0; \quad [V_x] = 0; \quad V_r^* = \varepsilon V_r |_{r=R}, \quad (16)$$

$$[P] = 0 \Rightarrow \frac{dP}{dx} = \frac{\partial P}{\partial x} |_{r=R}, \quad (17)$$

При записи (16), (17) пренебрегли скачками давления и температуры, возникающими при входе-выходе потока из топливного слоя в силу их малости по сравнению, соответственно, с потерей давления в каналах и реальными колебаниями температуры теплоносителя вблизи проницаемой стенки. Также предполагалось, что каналы профилированы, в результате чего температура потока на выходе из слоя оказывается одинаковой по высоте сборки и это позволяет считать первое из выражений (16) справедливым не только для распределительного канала, но и для отводного. Силы инерции при фильтрации проявляются лишь в предельно узкой области вблизи входа и выхода потока из слоя, которую при моделировании можно принять за его границу [41], а влияние ускорения на движение теплоносителя в засыпке микротрещин учесть с помощью условий сопряжения (16), (17). В остальной части слоя силы сопротивления доминируют, и уравнение фильтрации принимает форму

$$\nabla P = -\bar{f}(\rho; \varepsilon; d; V_x^*; V_r) + \rho \bar{g}, \quad (18)$$

которая позволяет выражение (17) свести к трансцендентному равенству относительно V_x^* . При квадратичном законе сопротивления

$$\nabla P = -k |\bar{V}| \bar{V} + \rho \bar{g}; \quad k = \frac{1,7(1-\varepsilon)\rho}{\varepsilon d} \quad (19)$$

выражение (17) принимает вид степенного уравнения

$$B + bV_x^{*2} = k \sqrt{V_x^{*2} + \left(\frac{dG}{dx} \frac{1}{2\pi R \rho \varepsilon} \right)^2} V_x^*, \quad (20)$$

где ε – пористость слоя, d – диаметр микротрещин;

$$B = \beta \rho w \frac{dw}{dx} + \rho w^2 \frac{d\beta}{dx} + \frac{\rho}{2G} \beta w^2 \frac{dG}{dx} + \xi \frac{\rho w^2}{2D}; \quad b = -\frac{\rho}{2G} \frac{dG}{dx}.$$

В этом случае скорость скольжения V_x^* как одно из решений (20), имеющее физический смысл, представима в радикалах

$$V_x^* = + \sqrt{\frac{-m - \sqrt{m^2 - 4aB^2}}{2a}}. \quad (21)$$

Здесь

$$a = b^2 - k^2; \quad m = 2bB - \left(k \frac{dG}{dx} \frac{1}{2\pi R \rho \varepsilon} \right)^2.$$

Новый кинематический образ. Принятый еще в 1950-е годы и активно используемый в настоящее время кинематический образ течения жидкости в проницаемом канале представляет собой струю, к которой на пористой стенке непрерывно присоединяются или отделяются от нее частицы жидкости. Созданный под влиянием теории движения тела переменной массы он привлек к утвердившейся в научных кругах не совсем точной поризме – произведение касательного напряжения турбулентного потока как на обычной, так и на проницаемой поверхности на элемент ее площади является приращением силы трения порождающей потери давления в канале за счет диссипации.

В действительности величина падения давления в результате диссипации механической энергии определяется последним слагаемым уравнения (14), и разность между λ и ξ (см. (1), (14)), имеющими одну и ту же интерпретацию, даже при $|V_x^* / w| \ll 0$ остается весомой:

$$\lambda - \xi \approx -\frac{\bar{D}}{G} \frac{dG}{dx}. \tag{22}$$

Устранение этого несоответствия требует изменения целостного восприятия движения жидкости в пронизываемом канале с выстраиванием нового кинематического образа, соответствующего реальным гидродинамическим процессам. Поток представим в виде множества бесконечно большого числа L/dx элементарных трубок тока, каждая из которых пересекает пронизываемую стенку канала – одна на отрезке $[x; x + dx]$ (рис. 2). Непроницаемость боковой поверхности трубки (главное ее свойство) позволяет описывать бесконечно малые перемещения жидкости вдоль нее, используя основные законы динамики.

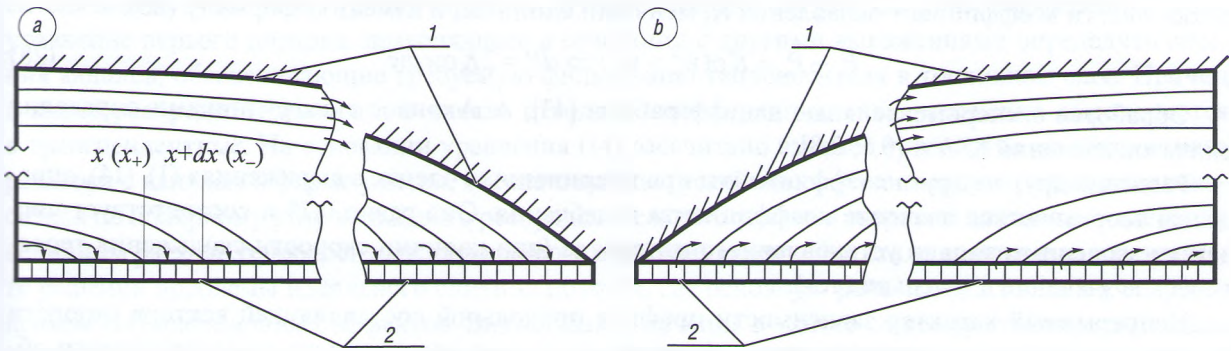


Рис. 2. Кинематический образ течения в пронизываемых каналах: *a* – с оттоком жидкости, *b* – с притоком жидкости; 1 – непроницаемая профилированная стенка канала, 2 – пронизываемая стенка канала

Fig. 2. Kinematic image of the flow in the permeable channel: *a* – with liquid outflow, *b* – with liquid inflow; 1 – impenetrable profiled channel wall, 2 – permeable channel wall

Согласно теореме о центре масс и равнодействующей силе приращение давления на отрезке $[x_+; x_-]$ (величины на его концах обозначены, соответственно + и –) представим в виде суммы

$$\delta P = \frac{\delta P_1 \delta G_1}{G_+} + \frac{1}{G_+} \sum_{i=2}^N \delta P_i \delta G_i, \quad (\delta P_i = P_{i+} - P_{i-}), \tag{23}$$

где N – число трубок тока в сечении канала x_+ ; $\delta P_i, \delta G_i$ – приращение давления и расход жидкости в i -й трубке тока (величинам, связанным с трубкой тока, которая пересекает пронизываемую поверхность, присвоен индекс 1).

Считая давление постоянным по сечению канала $\delta P_i = \delta P \neq f(r)$, с помощью уравнения Бернулли (11) определим перепад давления между сечениями + и – при оттоке:

$$\begin{aligned} \delta P = & \frac{\delta G_1}{G_+} \left[\left(\frac{\rho w^2}{2\delta F_1} \iint (1 + \alpha)^2 dF + \rho g x \right) \Big|_+ - \left(\frac{\rho V_x^{*2}}{2} + \rho g x + \Delta h_1 \right) \Big|_- \right] + \\ & + \frac{G_+ - \delta G_1}{G_+} \sum_{i=2}^N \left[\left(\frac{\rho w^2}{2\delta F_i} \iint (1 + \alpha)^2 dF \right) \Big|_+ - \left(\frac{\rho w^2}{2\delta F_i} \iint (1 + \alpha)^2 dF + \rho g x + \Delta h_i \right) \Big|_- \right], \tag{24} \\ & \sum_{i=1}^N \delta F_{i+} = F_+; \quad \sum_{i=2}^N \delta F_{i-} = F_- \end{aligned}$$

Перейдя к дифференциальной записи (24), получим выражение

$$dP + \beta \rho w dw + \rho w^2 d\beta + \frac{\rho}{2G} (\beta w^2 - V_x^{*2}) dG - \rho g dx + dh = 0, \tag{25}$$

аналогичное (14). В таком виде оно справедливо как при оттоке, так и в случае притока. Реальность отражения кинематическим образом картины течения в пронизываемом канале

совместно с тождественностью уравнений (14) и (25) означает, что величина слагаемого, содержащего коэффициент ξ , который получен в результате обработки экспериментальных данных на основе (14), соответствует истинному приращению давления за счет диссипации.

Уместно будет привести экспериментальные данные, подтверждающие верность наших рассуждений и вывода. В работе [42] использована формула

$$P_+ - P_- = \rho(w_-^2 - w_+^2) \quad (26)$$

для расчета изменения давления в трубах с боковыми отверстиями. Знаками + и – отмечены параметры жидкости в сечениях канала до и после оттока. Выражение (26) получено на основе уравнения количества движения. В приближении бесконечно малых оно имеет следующий вид:

$$dP = 2\rho w dw. \quad (27)$$

Однако опыты никогда не показывали столь больших изменений давления, поэтому пришлось ввести коэффициент ослабления K , меньший единицы, и изменить формулу (26):

$$P_+ - P_- = K\rho(w_-^2 - w_+^2) \Rightarrow dP = 2K\rho w dw. \quad (28)$$

Обработав экспериментальные данные работы [43], А. Акривос с сотрудниками определил диапазон значений K : $K \in [0,6; 0,8]$.

Разделив друг на друга коэффициенты при инерционных членах в выражениях (1), (14), определим теоретическое значение коэффициента ослабления. Оно равно 0,75 и соответствует числам из экспериментально установленного интервала (при наличии скорости скольжения теоретическое значение K уменьшается).

Непрерывный характер зависимости профиля продольной составляющей вектора скорости от интенсивности поперечного потока вещества на основе построенного кинематического образа позволяет утверждать, что при не слишком большом значении K_{\perp} разница между ξ и $\tilde{\xi}$ для турбулентных режимов течения будет невелика, и в качестве первого приближения можно принять $\tilde{\xi} = \xi$. Это согласуется с известными нам экспериментальными данными.

Заключение. Каналы с пористыми стенками присущи не только насыпным сборкам, как ответственные конструкционные элементы они присутствуют во многих высокотехнологичных устройствах – каталитических реакторах, аппаратах тонкой химии, теплообменниках, фильтрах, коллекторно-раздаточных системах и т. д. С начала 1940-х годов и по сей день регулярно выходит масса публикаций, касающихся теоретических и экспериментальных исследований гидродинамики проницаемых каналов. В основе подавляющего числа работ лежит все то же осредненное уравнение количества движения (1), не обладающее надлежащей точностью описания инерционных эффектов и диссипации, а следовательно, и приращения давления, особенно в случаях, когда приходится учитывать изменение плотности теплоносителя в результате рассеивания механической энергии потока.

Представленное здесь уравнение (14) прошло всестороннюю масштабную апробацию: использовались прямые и косвенные эмпирические и численные эксперименты, визуализация течения. Фиксация съемкой плавных линий тока в отводном и распределительном каналах (зоны вихревого перемешивания отсутствуют) свидетельствует об адекватном отражении гидродинамических реалий построенным кинематическим образом. Правильным будет рассматривать движение жидкости в проницаемом канале не как присоединение или отделение массы от струи, а как поворот потока при одновременном его асимметричном плавном расширении в распределительном канале от сечения $F_1(0)$ до $2\pi R_1 L_1$ и сужении в отводном от $2\pi R_2 L_2$ до $F_2(L_2) = 2\pi R_2^2$. При $dP/dx < 0$ не существует такого семейства линий (трубок) тока в проницаемом канале, которое соответствовало бы уравнению (1); в нем завышена реакция потока (приращение давления) за счет изменения расхода. При внезапном расширении трубы наблюдается противоположный результат: уравнение количества движения позволяет достоверно определить потери давления, а уравнение Бернулли занижает их [44]. При движении жидкости в проницаемом канале отсутствует элемент механизма диссипации механической энергии потока, приводящий к разрыву функции Бернулли. При высокой степени турбулизации потока ($\beta \approx 1$), что обеспечивает автономность теплосъема в активной зоне на частичных нагрузках [45], в уравнении (14) рекомендуем перейти от переменной w к G , придав ему вид

$$\frac{dP_{1,2}}{dx} = \left(-\frac{3}{2} \frac{G}{F^2 \rho} \frac{dG}{dx} + \frac{G^2}{F^3 \rho} \frac{dF}{dx} + \frac{G^2}{(F\rho)^2} \frac{d\rho}{dx} + \frac{\rho}{2G} \frac{dG}{dx} (V_x^*) - \frac{\xi G^2}{2F^2 \rho D} \right) \Big|_{1,2}, \quad (29)$$

удобный для решения обратных теплофизических задач – взаимозависимого определения профилей каналов и формы торцевых стенок, обеспечивающих постоянство энтальпии теплоносителя на выходе из топливного слоя по высоте сборки. Замена переменной w на G позволила избежать шероховатостей при описании течения в конце распределительного и в начале отводного каналов, где согласно (16) $V_x^* = \left(V_x \Big|_{r=R_{1,2}} \neq 0 \right) \Rightarrow w \neq 0$, и в то же время условие прилипания на непроницаемых сторонах каналов диктует $w = 0$. (Это вызвано тем, что приравнены скорости локальная (скорость скольжения) и осредненная (скорость фильтрации).) Поскольку проходное сечение распределительного канала при $F_1(L_1) = 0$, отводного при $F_2(0) = 0$, то независимо от того, равна осредненная скорость нулю или нет, неопределенность снимается, так как расход теплоносителя всегда будет равен нулю. Разрешив (29) относительно $dF_{1,2}/dx$, получим дифференциальное уравнение первого порядка, позволяющее в сочетании с другими выражениями определить сечения каналов, обеспечивающие требуемую фильтрацию теплоносителя в топливном слое. Причем в конце распределительного и в начале отводного дифференциальные уравнения вырождаются в трансцендентные. На основании уравнения (14) рассчитано входное устройство монокассетного реактора с каналом в форме улитки, обеспечивающее устойчивую равномерную раздачу теплоносителя по полярному углу кольцевого распределительного канала в широком диапазоне изменения величины расхода теплоносителя, подаваемого в активную зону. Это стало возможным в результате решения проблемы идеального слияния потоков, где основную роль сыграл точный учет уравнением (14) инерционных эффектов. Визуализация течения в улитке со всеми отмеченными здесь особенностями представлена в работе [46]. Величина V_x^* важна при решении задачи совместного профилирования каналов и торцевых стенок сборки. В статье приведены формулы ее расчета, когда структура ограждающих слой решеток близка к структуре слоя и их можно считать гидродинамически инертными. Если такое подобие отсутствует, решетка моделируется отдельно от топливного слоя и представляется тонким изотропным или анизотропным телом; в этом случае условия сопряжения гидродинамических параметров на проницаемой стенке канала определяются путем действий, подобных проведенным в работе [41]. Выражение (14) вошло в систему основных уравнений расчета размеров и форм конструктивных элементов активной зоны с насыпными ТВС.

Список использованных источников

1. Perona, G. Fixed bed reactors / G. Perona // *Energia Nucl.* – 1964. – Vol. 11, №2. – P. 92–100.
2. Семейко, К. Перспективы использования микротвэлов в атомной энергетике / К. Семейко // *Энергетика и ТЭК.* – 2015. – № 7/8. – С. 14–16.
3. Русинкевич, А. А. Термодинамические эффекты в переносе продуктов деления в микротопливе при глубоких выгораниях: дис. ... канд. техн. наук: 05.14.03 / А. А. Русинкевич. – М., 2016. – 135 с.
4. О возможности создания высокоэнергонапряженного ядерного реактора на низкообогащенном топливе / А. П. Ахрамович [и др.] // *Докл. Нац. акад. наук Беларуси.* – 2012. – Т. 56, №4. – С. 115–118.
5. Перспективы развития высокотемпературных газоохлаждаемых реакторов [Электронный ресурс] // *Атомная энергия 2,0. Технологии.* – 2017. – Режим доступа: <http://www.atomic-energy.ru/technology/73919> – Дата доступа: 14.03.2018.
6. ВВЭР с микротвэлами: отчет о НИР [Электронный ресурс] / ВНИИАМ; рук. Л. Н. Фальковский. – М., 2003. – Режим доступа: vniiam.narod.ru/rus2/vvr.doc – Дата доступа: 05.04.2018.
7. Кузнецов, В. В. Проекты МАГАТЭ в поддержку разработок инновационных реакторов (PMCM) / В. В. Кузнецов // *Атом. стратегия.* – 2005. – № 16. – С. 10.
8. Ахрамович, А. П. О работоспособности реактора с микротвэлами. Анализ организации теплосъема в активных зонах / А. П. Ахрамович, И. В. Войтов, В. П. Колос // *Вест. Нац. акад. наук Беларусі. Сер. фіз.-тэхн. навук.* – 2016. – № 3. – С. 77–86.
9. Смирнов, Л. П. Математическая модель расчета полей скорости, температуры и давления в гидравлическом тракте реактора с «пористой» энерговыделяющей средой / Л. П. Смирнов, М. Д. Сегаль. – М.: Ин-т атом. энергии им. И. В. Курчатова, 1978. – 12 с. – (Препринт / ИАЭ-3049).
10. Сегаль, М. Д. Методика расчета продольно-поперечного течения газа в ТВС сложной геометрии / М. Д. Сегаль, Л. П. Смирнов // *Вопр. атом. науки и техники. Сер.: Атом.-водор. энергетика и технология.* – 1983. – Вып. 3. – С. 61–63.

11. Меламед, Л. Э. FEMLAB и ANSYS в расчетах гидродинамики атомных реакторов, или Научно-практический рассказ о том, как приспособить «тяжелые» пакеты для решения задач одного тяжелого класса / Л. Э. Меламед // Exponenta Pro. – 2004. – № 2 (6). – С. 18–21.
12. Комов, А. Т. Численное моделирование процессов гидродинамики и теплообмена в тепловыделяющей сборке с микровзлами / А. Т. Комов, Е. В. Бочарова, Ю. Н. Токарев // Вестн. Моск. энергет. ин-та. – 2009. – № 2. – С. 43–47.
13. Исследование гидродинамических характеристик коаксиальных коллекторных систем / Л. Л. Калишевский [и др.] // Тр. МВТУ. – 1979. – № 307, вып. 4. – С. 73–87.
14. Маргис, А. А. Газораспределение в насыпных кассетах с коаксиальными коллекторами / А. А. Маргис, В. Ю. Сурвила, Ю. В. Вилемас // Вопр. атом. науки и техники. Сер.: Атом.-водор. энергетика и технология. – 1988. – Вып. 2. – С. 51–53.
15. Лелеков, В. И. Особенности теплообмена и газодинамики в тепловыделяющих сборках со сферическими твэлами и радиальной раздачей теплоносителя / В. И. Лелеков // Теплоэнергетика. – 2005. – № 3. – С. 25–33.
16. Талиев, В. Н. Аэродинамика вентиляции / В. Н. Талиев. – М.: Стройиздат, 1954. – 288 с.
17. Бобровский, С. А. Движение газа в газопроводах с путевым отбором / С. А. Бобровский, С. Г. Щербаков, М. А. Гусейн-Заде. – М.: Наука, 1972. – 192 с.
18. Van der Hegge Zijnen, B. G. Flow through uniformly tapped pipes / B. G. Van der Hegge Zijnen // Appl. Sci. Res. Section A. – 1952. – Vol. 3, iss. 23. – P. 144–162. <https://doi.org/10.1007/BF03186656>
19. Идельчик, И. Е. Метод расчета задачи потока вдоль контактных, фильтрующих и других подобных аппаратов цилиндрической формы / И. Е. Идельчик // Инж.-физ. журн. – 1965. – Т. 8, № 5. – С. 635–638.
20. Мещерский, И. В. Уравнения движения точки переменной массы в общем случае / И. В. Мещерский. – М.: Гос. изд-во лит. по строительству и архитектуре, 1952. – 318 с.
21. Василенко, А. А. Исследование движения жидкости в трубопроводах с присоединением расхода вдоль пути / А. А. Василенко // Гидравлика и гидротехника. – 1970. – № 10. – С. 41–49.
22. Петров, Г. А. Движение жидкости с изменением расхода вдоль пути / Г. А. Петров. – М.; Л.: Стройиздат, 1951. – 200 с.
23. Коченов, И. С. О гидравлическом расчете системы охлаждения ядерного реактора / И. С. Коченов, О. Ю. Новосельский // Атом. энергия. – 1967. – Т. 23, № 2. – С. 113–120.
24. Дильман, В. В. Описание движения потока с проницаемыми стенками на основе уравнения энергии / В. В. Дильман, С. П. Сергеев, В. С. Генкин // Теорет. основы хим. технологии. – 1971. – Т. 5, № 4. – С. 564–572.
25. Коченов, И. С. Гидравлическое сопротивление каналов с проницаемой стенкой / И. С. Коченов, О. Ю. Новосельский // Инж.-физ. журн. – 1969. – Т. 16, № 3. – С. 405–412.
26. К вопросу гидродинамики каналов с пористыми стенками / В. С. Михайлов [и др.] // Инж.-физ. журн. – 1972. – Т. 23, № 4. – С. 589–596.
27. Меерович, И. Г. Гидродинамика коллекторных систем / И. Г. Меерович, Г. Ф. Мучник. – М.: Наука, 1986. – 144 с.
28. Быстров, П. И. Гидродинамика коллекторных теплообменных аппаратов / П. И. Быстров, В. С. Михайлов. – М.: Энергоиздат, 1982. – 224 с.
29. Busse, C. A. Pressure drop in the vapor phase of long heat pipes / C. A. Busse // Proc. First Intern. Theormionic Conversion Specialist Conf. – Palo Alto California, 1967. – P. 391–401.
30. Каданер, Я. С. Ламинарное течение пара в тепловой трубе / Я. С. Каданер, Ю. П. Рассадкин // Инж.-физ. журн. – 1975. – Т. 28, № 2. – С. 208–216.
31. Квэйл, Дж. Ламинарное течение в трубе с оттоком через пористую стенку / Дж. Квэйл, Е. Леви // Теплопередача. – 1975. – Т. 97, № 1. – С. 66–72.
32. Доши, Дж. Турбулентное течение в трубе с отсосом на стенке / Дж. Доши // Теплопередача. – 1974. – Т. 96, № 2. – С. 154–156.
33. Лубар, С. Турбулентный пограничный слой при наличии градиента давления и массообмена / С. Лубар, Ф. Фернадес // Приклад. механика. – 1971. – Т. 38, № 3. – С. 105–117.
34. Кинни, Р. Турбулентное течение, тепло- и массообмен в трубе с поверхностным отсосом / Р. Кинни, Е. Спэрроу // Теплопередача. – 1970. – Т. 92, № 2. – С. 58–60.
35. Патанкар, С. В. Тепло- и массообмен в пограничном слое / С. В. Патанкар, Д. Б. Сполдинг. – М.: Энергия, 1971. – 128 с.
36. Олсон, Р. М. Экспериментальное исследование турбулентного течения в пористой круглой трубе с равномерным вдувом газа через стенку / Р. М. Олсон, Е. Р. Г. Эккерт // Приклад. механика. – 1966. – Т. 88, № 1. – С. 7–21.
37. Назаров, А. С. Экспериментальное исследование турбулентного течения несжимаемой жидкости в канале с проницаемыми стенками / А. С. Назаров, В. В. Дильман, С. П. Сергеев // Теорет. основы хим. технологии. – 1981. – Т. 15, № 4. – С. 561–567.
38. Фафурин, А. Ф. Экспериментальное исследование теплоотдачи в конфузоре с проницаемой стенкой / А. Ф. Фафурин, Ю. Н. Абрамов // Инж.-физ. журн. – 1977. – Т. 32, № 3. – С. 383–393.
39. Юань, С. У. Охлаждение с помощью защитных жидких пленок / С. У. Юань // Турбулентные течения и теплопередача / под ред. Линь Дзя-Цзяо. – М.: Изд-во иностр. лит., 1963. – С. 437–496.
40. Клайн, С. Дж. Подobie и приближенные методы / С. Дж. Клайн. – М.: Мир, 1968. – 304 с.
41. Ахрамович, А. П. Динамическая модель скоростной фильтрации теплоносителя в слое микровзлов / А. П. Ахрамович, И. В. Войгов, В. П. Колос // Вес. Нац. акад. навук Беларусі. Сер. фіз.-тэхн. навук. – 2017. – № 2. – С. 104–115.
42. Acrivos, A. Flow distributions in manifolds / A. Acrivos, B. Babcock, R. Pigford // Chem. Eng. Sci. – 1959. – Vol. 10. – P. 112–124. [https://doi.org/10.1016/0009-2509\(59\)80030-0](https://doi.org/10.1016/0009-2509(59)80030-0)

43. Mc Nown, J. S. Mechanics of manifold flow / J. S. Mc Nown // Trans. ASCE. – 1954. – Vol. 119, iss. 1. – P. 1103–1142.
44. Бэтчелор, Дж. Введение в динамику жидкости / Дж. Бэтчелор. – М.: Мир, 1973. – 760 с.
45. Ахрамович, А. П. О работоспособности реактора с микротвэлами. Условия автомодельности теплосъема в активной зоне на частичных нагрузках / А. П. Ахрамович, И. В. Войтов, В. П. Колос // Вест. Нац. акад. навук Беларусі. Сер. фіз.-тэхн. навук. – 2016. – №2. – С. 74–80.
46. Деменок, С. Л. Визуализация течения жидкости в каналах / С. Л. Деменок, В. В. Медведев, С. М. Сивуха. – СПб.: Страта, 2014. – 134 с.

References

1. Perona G. Fixed bed reactors. *Energia Nucleare*, 1964, vol. 11, no. 2, pp. 92–100.
2. Semeiko K. The perspectives of coated fuel particles application in nuclear energy. *Energetika i TEK* [Energy and FEK], 2015, no. 7/8, pp. 14–16 (in Russian).
3. Rusinkevich A. A. *Thermodynamic Effects of Fission Products Transport in Microfuel at Deep Burnouts*. Moscow, 2016. 135 p. (in Russian).
4. Akhramovich A. P., Kolos V. P., Mikhalevich A. A., Sikorin S. N. The possibility of creation of the high power density nuclear reactor with low-enriched fuel. *Doklady Natsional'noi akademii nauk Belarusi = Doklady of the National Academy of Sciences of Belarus*, vol. 56, no. 4, pp. 115–118 (in Russian).
5. The prospects of development of the high-temperature gas-cooled reactors *Atomic energy 2.0. Technology*. 2017. Available at: <http://www.atomic-energy.ru/technology/73919> (accessed 14 March 2018) (in Russian).
6. Fal'kovskii L. N. (head). *LWR with coated fuel particles: Report on Research*. Moscow, 2003 (in Russian). Available at: vniiam.narod.ru/rus2/vvr.doc (accessed 5 April 2018).
7. Kuznetsov V. V. Projects of IAEA in support of developments of innovative reactors (RMSM). *Atomnaya strategiya* [Nuclear Strategy], 2005, no. 16, p. 10 (in Russian).
8. Akhramovich A. P., Voitov I. V., Kolos V. P. On the performance of the reactor with micro fuel. Heat removal organization analysis in the active zones. *Vesti Natsyonal'nai akademii navuk Belarusi. Seriya fizika-technichnykh navuk = Proceedings of the National Academy of Sciences of Belarus. Physical-technical series*, 2016, no. 3, pp. 77–86 (in Russian).
9. Smirnov L. P., Segal M. D. *Mathematical Model of Calculation the Velocity, Temperature and Pressure Fields in the Hydraulic Circuit of the Nuclear Reactor with a Porous Fuel Medium*. Moscow, Institute of Atomic Energy named after I. Kurchatov, 1978. 12 p. (in Russian).
10. Segal M. D., Smirnov L. P. The method of calculating the longitudinal-transverse gas flow in complex geometry fuel assemblies. *Voprosy atomnoi nauki i tekhniki. Ser. Atomno-vodorodnaya energetika i tekhnologiya* [Questions of Atomic Science and Technology. Series: Atomic-hydrogen energy and technology], 1983, iss. 3, pp. 61–63 (in Russian).
11. Melamed L. E. FEMLAB and ANSYS in the calculations of the hydrodynamics of nuclear reactors or the Scientific and practical story about how to adapt the “heavy” packages to solve hard class problems. *Exponenta Pro*, 2004, no. 2 (6), pp. 18–21 (in Russian).
12. Komov A. T., Bocharov E. V., Tokarev J. N. Numerical modeling of hydrodynamics and heat exchange processes in the heat realizing assembly with coated fuel particles. *Vestnik Moskovskogo Energeticheskogo Instituta = Bulletin of MPEI*, 2009, no. 2, pp. 43–47 (in Russian).
13. Kalishevskii L. L., Krapivtchev V. G., Shanin O. I., Hozjaev R. R. Research of hydrodynamic characteristics of coaxial collector systems. *Trudy MVTU* [Proceedings of the Moscow Higher Technical School], 1979, no. 307, iss. 4, pp. 73–87 (in Russian).
14. Margis A. A., Survila V. J., Vilemas J. V. The gas distribution in bulk cartridges with coaxial collectors. *Voprosy atomnoi nauki i tekhniki. Ser. Atomno-vodorodnaya energetika i tekhnologiya* [Questions of atomic science and technology. Series: Atomic-hydrogen energy and technology], 1988, iss. 2, pp. 51–53 (in Russian).
15. Lelekov V. I. Features of heat exchange and gas dynamics in the heat realizing assemblies with spherical fuel elements and radial distribution of the coolant. *Teploenergetika = Thermal Engineering*, 2005, no. 3, pp. 25–33 (in Russian).
16. Taliev V. N. *Ventilation Aerodynamics*. Moscow, Stroiizdat Publ., 1954. 288 p. (in Russian).
17. Bobrovskii S. A., Cherbakov S. G., Gussein-Zade M. A. *Gas Flow in Pipelines with Traveling Suction*. Moscow, Nauka Publ., 1972. 192 p. (in Russian).
18. Van der Hegge Zijnen B. G. Flow through uniformly tapped pipes. *Applied Scientific Research. Section A*, 1952, vol. 3, iss. 23, pp. 144–162. <https://doi.org/10.1007/BF03186656>
19. Idel'chik I. E. A method of calculation of the flow distribution along contact, filtering and other cylindrical apparatuses. *Journal of Engineering Physics*, 1965, vol. 8, no. 5, pp. 433–435. <https://doi.org/10.1007/bf00830324>
20. Mescherskii I. V. *Equations of the Movement of a Point with Variable Mass in Total Case*. Moscow, State publishing house on construction and architecture, 1952. 318 p. (in Russian).
21. Vasilenko A. A. Research of the liquid movement in pipelines with expense accession along a way. *Gidravlika i gidrotekhnika* [Hydraulics and Hydraulic Engineering], 1970, no. 10, pp. 41–49 (in Russian).
22. Petrov G. A. *The Liquid Movement with Expense Change Along a Way*. Moscow, Leningrad, Stroiizdat Publ., 1951. 200 p. (in Russian).
23. Kochenov I. S., Novoselski O. J. About hydraulic calculation of the nuclear reactor cooling system. *Soviet Atomic Energy*, 1967, vol. 23, no. 2, pp. 806–812. <https://doi.org/10.1007/bf01179626>

24. Dilman V. V., Sergeev S. P., Genkin V. S. The description of the stream movement with permeable walls on the basis of the energy equation. *Teoreticheskie osnovy khimicheskoi tekhnologii = Theoretical Foundations of Chemical Technology*, 1971, vol. 5, no. 4, pp. 564–572 (in Russian).
25. Kochenov I. S., Novoselski O. J. Hydraulic drag in channels with permeable wall. *Journal of Engineering Physics*, 1969, vol. 16, no. 3, pp. 275–281. <https://doi.org/10.1007/bf01840621>
26. Mikhailov V. S., Krapivin A. M., Bystrov P. I., Anofriev G. I. On hydrodynamics of ducts with porous walls *Journal of Engineering Physics*, 1972, vol. 23, no. 4, pp. 1211–1216. <https://doi.org/10.1007/bf00835829>
27. Meerovich I. G., Muchnik G. F. *The Hydrodynamics of Collector Systems*. Moscow, Nauka Publ., 1986. 144 p. (in Russian).
28. Bistrov P. I., Muchnik G. F. *Hydrodynamics of Collector Heatexchange Devices*. Moscow, Energoizdat Publ., 1982. 224 p. (in Russian).
29. Busse C. A. Pressure drop in the vapor phase of long heat pipes. *Proc. First Intern. Theormionic Conversion Specialist Conf.* Palo Alto California, 1967, pp. 391–401.
30. Kadaner Ia. S., Rassadkin Iu. P. Laminar vapour flow in a heat pipe. *Journal of Engineering Physics*, 1975, vol. 28, no. 2, pp. 140–146. <https://doi.org/10.1007/bf00865830>
31. Quale J., Levi E. Laminar current in a pipe with outflow through a porous wall. *Teplotperedacha = Journal of Heat Transfer*, 1975, vol. 97, no. 1, pp. 66–72 (in Russian).
32. Doshi J. The turbulent flow in a tube with wall suction. *Teplotperedacha = Journal of Heat Transfer*, 1974, vol. 96, no. 2, pp. 154–156 (in Russian).
33. Lubar S., Fernandes F. Turbulent boundary layer in the presence of pressure gradient and mass exchange. *Prikladnaia mekhanika = International Applied Mechanics*, 1971, vol. 38, no. 3, pp. 105–117 (in Russian).
34. Kinney R. B., Sparrow E. M. Turbulent flow, heat transfer and mass transfer in a tube with surface suction *Journal of Heat Transfer*, 1970, vol. 92, no. 1, pp. 117–124. <https://doi.org/10.1115/1.3449600>
35. Patankar S. V., Spalding D. V. *Heat and Mass Transfer in Boundary Layers*. Moscow, Energiia Publ., 1971. 128 p. (in Russian).
36. Olson R., Eckert E. Experimental study of a turbulent flow in a porous round pipe with a uniform gas blowing through a wall. *International Applied Mechanics*, 1966, vol. 33, no. 1, pp. 7–17. <https://doi.org/10.1115/1.3625030>
37. Nazarov A. S., Dilman V. V., Sergeev S. P. Experimental study of turbulent incompressible fluid flow in the channel with permeable wall. *Teoreticheskie osnovy khimicheskoi tekhnologii = Theoretical Foundations of Chemical Technology*, 1981, vol. 15, no. 4, pp. 561–567 (in Russian).
38. Fafurin A. F., Abramov J. N. Experimental study of heat transfer in a permeable-wall confuser. *Journal of Engineering Physics*, 1977, vol. 32, no. 3, pp. 235–237. <https://doi.org/10.1007/bf00865774>
39. Juani S. W. Cooling by protective liquid films. Lin' Dzia-Tsziao (ed.). *Turbulent Flow and Heat Transfer*. Princeton, Princeton University Press, 1960, pp. 428–488. <https://doi.org/10.1515/9781400879410-009>
40. Kline S. J. *Similitude and Approximation Theory*. Moscow, Mir Publ., 1968. 304 p. (in Russian).
41. Akhramovich A. P., Voitov I. V., Kolos V. P. Dynamic model of rapid coolant filtration through the bed of micro fuel particles. *Vestsi Natsyyanal'nai akademii navuk Belarusi. Seryya fizika-technichnykh navuk = Proceedings of the National Academy of Sciences of Belarus. Physical-technical series*, 2017, no. 2, pp. 104–115 (in Russian).
42. Acrivos A., Babcock B., Pigford R. Flow distributions in manifolds. *Chemical Engineering Science*, 1959, vol. 10, pp. 112–124. [https://doi.org/10.1016/0009-2509\(59\)80030-0](https://doi.org/10.1016/0009-2509(59)80030-0)
43. Mc Nown J. S. Mechanics of manifold flow. *Trans. ASCE*, 1954, vol. 119, iss. 1, pp. 1103–1142.
44. Batchelor G. K. *An Introduction to Fluid Dynamics*. Cambridge University Press, 2000. 615 p. <https://doi.org/10.1017/CBO9780511800955>
45. Akhramovich A. P., Voitov I. V., Kolos V. P. On the performance of the reactor with micro fuel. Terms and self-similarity of heat removal in the reactor core at partial loads. *Vestsi Natsyyanal'nai akademii navuk Belarusi. Seryya fizika-technichnykh navuk = Proceedings of the National Academy of Sciences of Belarus. Physical-technical series*, 2016, no. 2, pp. 74–80 (in Russian).
46. Demenok S. L., Medvedev V. V., Sivuha S. M. *Visualization of a Liquid Current in Channels*. St. Petersburg, Strata Publ., 2014. 134 p. (in Russian).

Информация об авторах

Войтов Игорь Витальевич – доктор технических наук, ректор, Белорусский государственный технологический университет (ул. Свердлова, 13а, 220030, Минск, Республика Беларусь). E-mail: rektor@belstu.by

Колос Валерий Павлович – доктор физико-математических наук, главный научный сотрудник, Институт энергетики Национальной академии наук Беларуси (ул. Академическая, 65, корп. 2, 220072, Минск, Республика Беларусь)

Information about the authors

Igor V. Voitov – D. Sc. (Engineering), Rector, Belarusian State Technological University (13a, Sverdlov Str., 220030, Minsk, Republic of Belarus). E-mail: rektor@belstn.by

Valery P. Kolos – D. Sc. (Physics and Mathematics), Main Researcher, Institute of Power Engineering of the National Academy of Sciences of Belarus (15, building 2, Akademicheskaya Str., 220072, Minsk, Republic of Belarus)