

УДК 621.039.577-182.3

*А. П. АХРАМОВИЧ¹, И. В. ВОЙТОВ², В. П. КОЛОС¹***О РАБОТОСПОСОБНОСТИ РЕАКТОРА С МИКРОТВЭЛАМИ.
УСЛОВИЯ АВТОМОДЕЛЬНОСТИ ТЕПЛОСЪЕМА В АКТИВНОЙ ЗОНЕ
НА ЧАСТИЧНЫХ НАГРУЗКАХ***¹Институт энергетики НАН Беларуси, Минск, Беларусь,
e-mail: ahr@bas-net.by,**²Белорусский государственный технологический университет, Минск, Беларусь,
e-mail: rector@belstu.by*

Получены условия автомодельности теплосъема в насыпных активных зонах относительно мощности реактора. При этом термические напряжения конструктивных элементов на частичных нагрузках остаются неизменными. В таких активных зонах могут быть достигнуты энергонапряженность 10 МВт/дм^3 и нейтронные потоки свыше $5 \cdot 10^{16}$ нейтрон/(см²·с), что открывает путь к созданию компактных, мобильных ядерных установок различного целевого назначения.

Ключевые слова: реактор с микротвэлами, топливный слой, энерговыделение, динамическое согласование, продольно-поперечная фильтрация, линии тока, теплосъем.

*A. P. AKHRAMOVICH, I. V. VOITOV, V. P. KOLOS***ON THE PERFORMANCE OF A REACTOR WITH MICROFUEL.
TERMS OF SELF-SIMILARITY OF HEAT REMOVAL IN THE REACTOR CORE AT PARTIAL LOADS***¹Institute of Power Engineering of the National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, Belarus,
e-mail: ahr@bas-net.by,**²Belarusian State Technological University, Minsk, Belarus,
e-mail: rector@belstu.by*

Conditions of self-similarity of heat removal relative to the reactor power for bulk active zones have been determined. In this case the thermal stresses of structural elements at partial loads remain unchanged. The power intensity of 10 MW / dm^3 and neutron fluxes over $5 \cdot 10^{16}$ neutron/(cm²·s) can be achieved in such active zones. This opens a way for creation of compact and mobile nuclear devices of different using.

Keywords: reactor with micro fuel, fuel bed, dynamic coherence, longitudinal and transvers filtration, streamlines, heat removal.

Преимущества ядерного топлива в виде микротвэлов (шариков из делящегося материала диаметром порядка миллиметра, покрытых оболочкой для удержания радиоактивных продуктов деления) обусловлены их сыпучестью, большой удельной поверхностью теплосъема и высокой стойкостью. Эти свойства топлива позволяют достичь энергонапряженности активной зоны 10 МВт/дм^3 и нейтронных потоков свыше $5 \cdot 10^{16}$ нейтрон/(см²·с) [1–3], открывая тем самым путь к созданию безопасных, компактных, мобильных ядерных установок различного целевого назначения. Насыпная кассета [4, 5] является одной из наиболее рациональных конструкций, в которой в полном объеме реализуются положительные свойства микротвэлов. Активная зона может состоять из одной или многих таких кассет с одинаковой схемой гидравлического тракта.

Рассмотрим одно из главных условий работоспособности насыпных монокассетных реакторов – эффективный теплосъем в активной зоне при работе на частичных нагрузках. Принципиальная схема показана на рисунке.

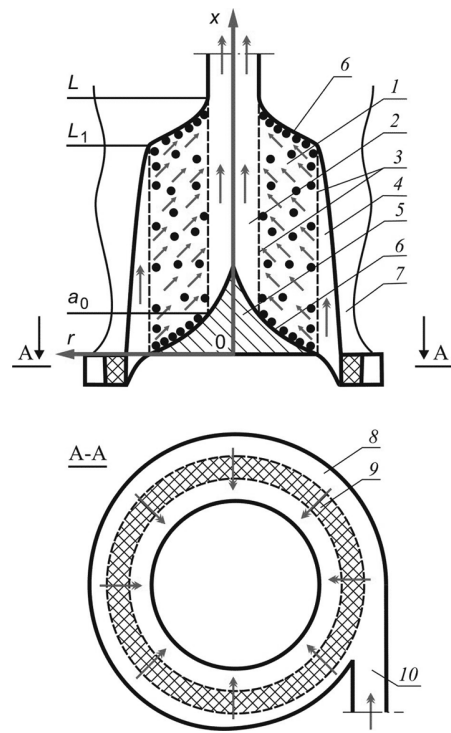
Микротвэлы находятся между двумя коаксиальными цилиндрическими решетками и профилированными торцевыми стенками и образуют плотный топливный слой (засыпку). Профилированная обечайка и внешняя ограждающая решетка формируют кольцевой распределительный канал, внутренняя ограждающая решетка является проницаемой стенкой отводного канала.

Входное устройство имеет форму улитки. Теплоноситель в нем за счет сил инерции равномерно распределяется по полярному углу кольцевого проходного сечения распределительного канала [6]. Двигаясь по каналу, теплоноситель проходит сквозь внешнюю ограждающую решетку, попадает в топливный слой, фильтруется в продольно-поперечном направлении и снимает генерируемое тепло. Через внутреннюю ограждающую решетку он поступает в отводной канал и по нему покидает активную зону. Требуемая раздача теплоносителя в насыпном реакторе достигается профилированием каналов и торцов слоя [7, 8]. Монокассетный реактор может быть как водо-водяным, так и газовым на быстрых нейтронах.

Очевидно, что распределение потока по высоте засыпки зависит не только от размеров и форм конструктивных элементов, но и от величины энерговыделения и расхода теплоносителя. Здесь необходимы специальные меры, обеспечивающие интенсивный теплосъем при различной мощности установки, в противном случае возможен перегрев активной зоны с нарушением физики реактора. Таким образом, задача обоснования работоспособности насыпного реактора сводится к определению условий, при которых поле энтальпии потока в активной зоне не изменяется при различных расходах теплоносителя и мощностях тепловыделения.

Проанализируем термогидродинамику монокассетной активной зоны. Для этого используем цилиндрическую систему координат, ось аппликат которой совместим с осью конструкции и направим в сторону выхода теплоносителя, а начало системы поместим на входе (рисунок). Индексом 1 отметим параметры, относящиеся к распределительному каналу, индексом 2 – параметры, относящиеся к отводному каналу. Нулем обозначим величины в начале активной зоны (при $x = 0$), символом L – величины в конце активной зоны (L – высота засыпки). Индекс 1, 2 присвоим соотношениям, имеющим одинаковую форму записи как для распределительного, так и отводного каналов. Символ * присвоим параметрам на проницаемых стенках каналов. Величины, используемые в общих рассуждениях или касающиеся непосредственно топливного слоя, не помечаются.

Ограждающие решетки выполнены гидродинамически инертными. Они имеют строго цилиндрические поверхности, малую толщину и максимально высокую проницаемость, поэтому не оказывают существенного воздействия на поток теплоносителя. Данное обстоятельство позволяет для описания термогидродинамики активной зоны использовать условия сопряжения на границе раздела пористых сред [9, 10], приняв, что в топливном слое в силу его квазиоднородности пористость имеет постоянное значение по всему объему, а со стороны канала она равна единице. При моделировании процесса теплосъема пренебрегаем скачками энтальпии и давления, возникающими при входе-выходе потока из засыпки, поскольку они на несколько порядков меньше перепадов соответствующих величин в топливном слое. В результате получим выражения, справедливые для обеих боковых поверхностей засыпки:



Принципиальная схема активной зоны с микротвэлами: 1 – топливный слой (засыпка); 2 – отводной канал; 3 – коаксиальные цилиндрические решетки; 4 – распределительный канал; 5 – обтекатель; 6 – профилированные торцевые стенки; 7 – профилированная обечайка; 8 – канал в форме улитки; 9 – пористая втулка; 10 – входной патрубок

$$[I]=0; [P]=0; [\varepsilon V_r]=0; [V_x]=0, \quad (1)$$

где I, P – энтальпия и давление теплоносителя; V_r, V_x – радиальная и аксиальная компоненты вектора скорости потока \vec{V} ; ε – пористость.

Отметим также, что разрывы термодинамических параметров на границе раздела сред следует принимать во внимание при исследовании устойчивости фильтрации в тепловыделяющем слое [11, 12]. В нашем случае их учет приводит к очень громоздким промежуточным выкладкам, а на окончательное решение (вывод) не влияет.

При течении теплоносителя сквозь засыпку поток подчиняется законам идеальной жидкости с учетом эффективной силы трения \vec{S} в общем балансе сил [13]. Таким образом, при стационарной фильтрации уравнение движения имеет вид

$$[\rho(\vec{V} \cdot \nabla)\vec{V} + \nabla P] \cdot \vec{l} = \vec{S} \cdot \vec{l} = -\frac{\xi \rho}{2d} |\vec{V}|^2; \quad \xi = c \text{Re}^m, \quad (2)$$

где ρ – плотность теплоносителя; ξ – коэффициент гидравлического сопротивления засыпки; Re – число Рейнольдса; \vec{l} – безразмерный единичный вектор, касательный к линии тока; d – диаметр микротвэла; c, m – экспериментально получаемые коэффициенты, зависящие от режима течения.

При небольших скоростях сила трения пропорциональна \vec{V} :

$$\vec{S} = -\frac{\varepsilon}{\aleph} \vec{V}, \quad (3)$$

при значительных скоростях имеет место квадратичный закон сопротивления [14]:

$$\vec{S} = -k \rho |\vec{V}| \vec{V}; \quad k = \frac{1,7(1-\varepsilon)}{\varepsilon d}. \quad (4)$$

Здесь \aleph – коэффициент фильтрации.

Силы инерции при фильтрации сконцентрированы в узком пространстве вблизи границ топливного слоя, поэтому движение теплоносителя опишем уравнением

$$\nabla P = \vec{S}, \quad (5)$$

а влияние инерционных эффектов на поведение потока на боковых границах учтем посредством условий сопряжения (1).

Что касается торцов засыпки, то здесь силы инерции приводят к образованию застойных и отрывных зон, лимитирующих интенсивность теплосъема [15]. Для нивелирования этого негативного эффекта смачиваемым поверхностям ограждающих стенок придается специальная форма. Она определяется из требования одновременного выполнения условий безынерционности фильтрации и непроницаемости торцов при номинальных параметрах [8]:

$$V_n |_{\Phi_{0,L}} \equiv 0, \quad (6)$$

где V_n – проекция вектора скорости на нормаль к смачиваемым поверхностям торцевых стенок $\Phi_{0,L}$. Для сохранения высокой интенсивности теплосъема на частичных нагрузках необходимо, чтобы поле скоростей также удовлетворяло тождеству (6).

Тепловая обстановка в активной зоне описывается системой стационарных уравнений [15]:

$$I_1 = I(x, R_1) = I_{10}; \quad (7)$$

$$\varepsilon \rho \vec{V} \nabla I = q; \quad (8)$$

$$\nabla \rho \vec{V} = 0; \quad (9)$$

$$I_2 = G_2^{-1} \int_{a_0}^x I(x, R_2) \frac{dG_2}{dx} dx; \quad (10)$$

$$\rho = \rho(P, I), \quad (11)$$

а течение теплоносителя в каналах – усредненными (по проходным сечениям) уравнениями движения [10]:

$$\frac{dP_{1,2}}{dx} = \left(-\frac{3}{2} \frac{G}{F^2 \rho} \frac{dG}{dx} + \frac{G^2}{F^3 \rho} \frac{dF}{dx} + \frac{G^2}{(F\rho)^2} \frac{d\rho}{dx} + \frac{\rho}{2G} \frac{dG}{dx} (V_x^*)^2 - \frac{\xi G^2}{2F^2 \rho D} \right)_{1,2}. \quad (12)$$

Здесь $R_{1,2}$ – внешний, внутренний радиусы топливного слоя; q – объемное тепловыделение в засыпке; $(F, D, \xi)_{1,2}$ – соответственно проходное сечение, эквивалентный гидравлический диаметр, коэффициент гидравлического сопротивления канала; x, r – текущие координаты; $G_{1,2}$ – расход теплоносителя в каналах; a_0 – аппликата линии пересечения торцевой стенки с внутренней боковой поверхностью топливного слоя.

Обратимся к величине объемного тепловыделения. Ее зависимость от мощности определяется нейтронно-физическими процессами в активной зоне, природа и характер которых позволяют описать q функциями с разделенными переменными [16]:

$$q(Q, x, r) = \frac{Q}{Q^0} q^0(x, r), \quad (13)$$

где Q – мощность реактора на частичных нагрузках; Q^0 – номинальная мощность реактора. Здесь и далее верхним индексом 0 отмечаются параметры на номинальном режиме работы установки.

Как наиболее простой вариант поставленной задачи сначала определим условия неизменности поля энтальпии в активной зоне на частичных нагрузках при радиальном течении теплоносителя в топливном слое, рассматривая его как предельный случай продольно-поперечной фильтрации ($V_x/V_r \rightarrow 0$). Затем покажем состоятельность этих условий для теплосъема без ограничений кривизны линий тока в засыпке.

Несложно заметить, что при радиальном течении требование (6) выполняется при плоских торцах, ортогональных оси активной зоны, без явных математических ограничений величины расхода G_{10} . Тогда в соответствии с выражением (13) и уравнениями (7)–(11) получим, что поле энтальпии сохраняется при автомодельности профиля массовой скорости фильтрации относительно расхода, подаваемого в активную зону:

$$\rho_1 V_r(x, R_1) L \int_0^L \rho_1 V_r(x, R_1) dx \neq f(G_{10}). \quad (14)$$

Выясним, когда возможен отмеченный режим течения. При любом значении расхода G_{10} справедливо уравнение динамического согласования [17]

$$\frac{dP_1}{dx} - \frac{dP_2}{dx} - \frac{d}{dx} \Delta P = 0, \quad (15)$$

описывающее распределение потока теплоносителя по высоте топливного слоя. Введем безразмерную величину $g = G_2/G_{10}$ и запишем проинтегрированное уравнение (8) и уравнение (15) в развернутом виде:

$$I(x, r) = I_{10} - \frac{2\pi}{Q^0} \left(\frac{dg}{dx} \right)^{-1} \frac{Q}{G_{10}} \int_{R_1}^r q^0(x, r) r dr ;$$

$$\frac{3(1-g)}{2(F^2\rho)_1} \frac{dg}{dx} + \frac{(1-g)^2}{(F^3\rho)_1} \frac{dF_1}{dx} + \frac{(1-g)^2}{2(F\rho)_1^2} \frac{d\rho_1}{dx} - \frac{\xi_1(1-g)^2}{2(F^2\rho D)_1} +$$

$$+ \frac{3}{2(F^2\rho)_2} \frac{g}{dx} \frac{dg}{dx} - \frac{g^2}{(F^3\rho)_2} \frac{dF_2}{dx} - \frac{g^2}{2(F\rho)_2^2} \frac{d\rho_2}{dx} + \frac{\xi_2 g^2}{2(F^2\rho D)_2} = -\frac{1}{8\pi^2 d} \frac{dg}{dx} \frac{d^2 g}{dx^2} \int_{R_1}^{R_2} \frac{\xi dr}{r^2 \rho}.$$

Проанализировав выражения (16), определим условия, при которых поле энтальпии потока в реакторе, работающем на номинальном режиме, остается таким же и на частичных нагрузках; ими будут постоянство отношения мощности реактора к расходу G_{10}

$$\frac{Q}{G_{10}} = \left(\frac{Q}{G_{10}} \right)^0, \quad (17)$$

неизменность параметров теплоносителя на входе в активную зону

$$I_{10} = I_{10}^0; P_{10} = P_{10}^0, \quad (18)$$

квадратичный закон сопротивления в каналах и слое

$$(\xi_{1,2} \wedge \xi) \neq f(\text{Re}), \quad (19)$$

невысокая изотермическая сжимаемость теплоносителя

$$\beta_T = \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial P} \right)_T \ll 1. \quad (20)$$

В расчетной практике вместо выражения (20) удобно использовать равнозначное ему условие

$$\left. \frac{\rho(T, P_{10}) - \rho(T, P_{2L})}{\rho(T, P)} \right|_{\substack{T \in [T_{10}; T_{2L}] \\ P \in [P_{10}; P_{2L}]} \ll 1, \quad (21)$$

явно связывающее между собой термодинамические параметры теплоносителя на входе-выходе из активной зоны и позволяющее плотность теплоносителя считать функцией только энтальпии:

$$\rho = \rho(I). \quad (22)$$

Далее покажем, что выполнение условий (17)–(19), (21) обеспечивает и при продольно-поперечном течении в топливном слое сохранность поля энтальпии теплоносителя в активной зоне на частичных нагрузках ($\delta I/dQ \approx 0$). Для этого введем новый параметр ϑ , связанный с давлением теплоносителя следующим образом:

$$P = P_{10} - G_{10}^2 \vartheta. \quad (23)$$

Уравнение фильтрации (5) при квадратичном законе сопротивления (4) разрешим относительно вектора массовой скорости. На результирующее выражение

$$\rho \vec{V} = G_{10} \frac{\nabla \vartheta}{\sqrt{k |\nabla \vartheta| / \rho}} \quad (24)$$

подействуем оператором дивергенции, а затем, освободившись с помощью уравнения неразрывности (9) от \vec{V} , получим приведенное уравнение динамики теплоносителя в слое

$$\nabla^2 \vartheta = \frac{1}{2} \nabla \vartheta \cdot \nabla \ln \frac{k}{\rho} |\nabla \vartheta|. \quad (25)$$

Уравнение энергии (8) после подстановки в него (13), (17), (22), (23) примет вид

$$\frac{\varepsilon \nabla I \cdot \nabla \vartheta}{\sqrt{k |\nabla \vartheta| / \rho(I)}} = \frac{1}{Q^0} \left(\frac{Q}{G_{10}} \right)^0 q^0(x, r), \quad (26)$$

откуда следует, что

$$I = f(\vartheta, (\cdot)^0) \Rightarrow \rho = \rho(\vartheta, (\cdot)^0); \quad (27)$$

$$\rho_1 = \rho|_{r=R_1} = \rho_1^0; \quad \rho|_{r=R_2} = \rho(\vartheta, (\cdot)^0)|_{r=R_2}; \quad \rho_2 = \rho_2(\vartheta, (\cdot)^0).$$

При записи (27) учитывались выражения (7), (10) и (18). Множество величин, относящихся к номинальной мощности реактора, обозначено $(\cdot)^0$.

Рассмотрим краевые условия. При продольно-поперечной фильтрации форма торцов слоя определяется интегрированием уравнения линии тока [7, 8]:

$$\frac{dx}{dr} = \frac{V_x}{V_r} \Rightarrow \frac{dx}{dr} = \frac{\partial \vartheta}{\partial x} / \frac{\partial \vartheta}{\partial r}; \quad (28)$$

$$x|_{r=R_1} = 0 \wedge L_1,$$

где L_1 – длина распределительного канала.

В этом случае тождество (6) примет вид

$$\left. \frac{\partial \vartheta}{\partial n} \right|_{\Phi_{0,L}} = 0. \quad (29)$$

Перейдем к формулировке краевых условий на боковых поверхностях топливного слоя. Из выражения (1) для давления следует, что

$$\frac{dP_{1,2}}{dx} = \left. \frac{\partial P}{\partial x} \right|_{r=R_{1,2}}. \quad (30)$$

Левая часть равенства (30) описывается выражением (12). Изменение расхода в каналах $\frac{dG_{1,2}}{dx}$, сам расход $G_{1,2}$ и массовую скорость скольжения $\rho V_x^*|_{1,2}$ выразим через ϑ , используя формулу (24):

$$\frac{dG_{1,2}}{dx} = \pm 2\pi \varepsilon R_{1,2} \rho V_r|_{r=R_{1,2}} = \pm 2\pi \varepsilon R_{1,2} G_{1,0} \left. \frac{\partial \vartheta / \partial r}{\sqrt{k|\nabla \vartheta|/\rho}} \right|_{r=R_{1,2}};$$

$$G_{1,2} = G_{1,0} \left(1 + 2\pi \varepsilon R_{1,2} \int_{0,L}^x \left. \frac{\partial \vartheta / \partial r}{\sqrt{k|\nabla \vartheta|/\rho}} \right|_{r=R_{1,2}} dx \right); \quad (31)$$

$$\rho V_x^*|_{1,2} = G_{1,2} \left. \frac{\partial \vartheta / \partial x}{\sqrt{k|\nabla \vartheta|/\rho}} \right|_{r=R_{1,2}}.$$

Подставив (27) и (31) в уравнение (12), получим развернутые выражения левых частей боковых краевых условий, которые можно представить следующим образом:

$$\frac{dR_{1,2}}{dx} = G_{1,0}^2 f_{1,2}(\vartheta, (\cdot)^0) \Big|_{r=R_{1,2}}, \quad (32)$$

сами же граничные условия примут вид

$$f_{1,2}(\vartheta, (\cdot)^0) + \left. \frac{\partial \vartheta}{\partial x} \right|_{r=R_{1,2}} = 0. \quad (33)$$

Поскольку приведенное уравнение динамики (25) с учетом выражения для плотности теплоносителя (27) и краевых условий (29), (33) содержит лишь величины ϑ и $(\cdot)^0$, то его решение будет зависеть только от величин, относящихся к номинальной мощности реактора:

$$\vartheta = f((\cdot)^0) = \vartheta^0.$$

Отсюда и следуют (см. (24), (26)) автомодельность поля массовой скорости фильтрации, характеризующей теплосъем

$$\rho \vec{V} = \frac{G_{10}}{G_{10}^0} (\rho \vec{V}^0)$$

и сохранность энтальпии теплоносителя в активной зоне

$$I = I^0$$

при выполнении условий (17)–(19), (21).

В этом же случае линии тока на торцах слоя не изменяются, они совпадают с образующими поверхностями ограждающих стенок. В результате на частичных нагрузках не возникают зоны с резко сниженной интенсивностью теплосъема.

Полученные условия (17)–(19), (21) можно реализовать на практике. Основанием для такого заключения служат результаты работы Р. Симпсона, полученные при обдувании пластины потоком газа с одновременной фильтрацией через нее [18]. Автомодельность теплосъема является уникальной положительной особенностью функционирования ядерных реакторов с микротрещинами, обусловленной спецификой их конструкции. Очень важно, что при высокой энергонапряженности активной зоны термические напряжения в ее конструктивных элементах можно сохранить неизменными при работе установки на частичных нагрузках.

Список использованной литературы

1. Rodin, M. B. Study of the packed-bed fuel element concept / M. B. Rodin // ANL-6193. 1960. – 55 s.
2. Powell, J. R. High flux research reactors based on particulate fuel / J. R. Powell, H. Takahashi, F. L. Horn // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. Section A. – 1986. – Vol. 249. – P. 66–76.
3. Характеристики и экспериментальные возможности реактора СМ после модернизации активной зоны / В. А. Цыканов [и др.] // Исследовательские реакторы в XXI в.: Сб. докладов Международной конференции. Москва, 21–24 июня 2006 г. – М.: НИКИЭТ, 2006. – С. 109–118.
4. Тепловыделяющий элемент насыпного типа: а. с. 797413 СССР / А. П. Ахрамович, В. Т. Казазян, В. П. Колос; дата публ.: 15.09.1980.
5. Ядерный реактор насыпного типа: а. с. 1313236 СССР / А. П. Ахрамович [и др.]; дата публ.: 22.01.1987.
6. Колос, В. П. Гидромеханика входного устройства тепловыделяющего аппарата / В. П. Колос, С. М. Кочемазов, В. Н. Сорокин // Инженерно-физический журнал. – 1983. – Т. 43, № 3. – С. 370–377.
7. Ахрамович, А. П. Оптимизация профилей каналов аппарата радиального типа с учетом точности их изготовления, обеспечиваемой технологией производства / А. П. Ахрамович, В. П. Колос, В. Н. Сорокин // Весці АН БССР. Сер. фіз.-энерг. навук. – 1990. – № 3. – С. 90–101.
8. Колос, В. П. Организация безотрывного продольно-поперечного течения жидкости в кольцевом плотном слое / В. П. Колос, В. Н. Сорокин // Докл. АН БССР. – 1986. – Т. 30, № 1. – С. 51–54.
9. Колос, В. П. Условия сопряжения на границе раздела пористых сред / В. П. Колос, В. Н. Сорокин // Докл. АН БССР. – 1984. – Т. 28, № 8. – С. 713–716.
10. Ахрамович, А. П. Закономерности скольжения жидкости на проницаемой стенке канала / А. П. Ахрамович, В. В. Сорокин // Докл. АН БССР. – 1991. – Т. 35, № 2. – С. 140–143.
11. Колос, В. П. Условия гидродинамической устойчивости насыпного твэла / В. П. Колос, В. Н. Сорокин // Докл. АН БССР. – 1981. – Т. 25, № 6. – С. 710–713.
12. Колос, В. П. Устойчивый и псевдоустойчивый режимы фильтрации / В. П. Колос, В. Н. Сорокин // Теплофизика высоких температур. – 1983. – Т. 21, № 6. – С. 1231–1233.
13. Гольдштик, М. А. Элементарная теория концентрированных дисперсных систем / М. А. Гольдштик, Б. Н. Козлов // Прикладная механика и техническая физика. – 1973. – № 4. – С. 67–77.
14. Гольдштик, М. А. Процессы переноса в зернистом слое / М. А. Гольдштик. – Новосибирск: Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, 2005. – 358 с.
15. Ахрамович, А. П. Продольно-поперечная фильтрация жидкости в кольцевом тепловыделяющем слое / А. П. Ахрамович, В. П. Колос, В. Н. Сорокин // Инженерно-физический журнал. – 1987. – Т. 52, № 5. – С. 756–765.
16. Дементьев, Б. А. Кинетика и регулирование ядерных реакторов / Б. А. Дементьев. – М.: Энергоатомиздат, 1986. – 272 с.
17. О возможности создания высокоэнергонапряженного ядерного реактора на низкообогащенном топливе / А. П. Ахрамович [и др.] // Докл. НАН Беларуси. – 2012. – Т. 56, № 4. – С. 115–118.
18. Simpson, R. L. The turbulent boundary layer on a porous plate: experimental skin friction with variable injection and suction / R. L. Simpson, R. J. Moffat, W. M. Kays // Int. J. Heat and Mass Transfer. – 1969. – Vol. 12, N 7. – P. 771–789.

Поступила в редакцию 15.10.2015