

УДК 621.039.5

А.Е. Помысухина, Ю.П. Сухарев, Г.Н. Власичев

**РЕАКТОР НА ОСНОВЕ ВОЛНЫ ЯДЕРНОГО ГОРЕНИЯ
В U-Th ТОПЛИВНОМ ЦИКЛЕ**

Нижегородский государственный технический университет им. Р.Е. Алексеева

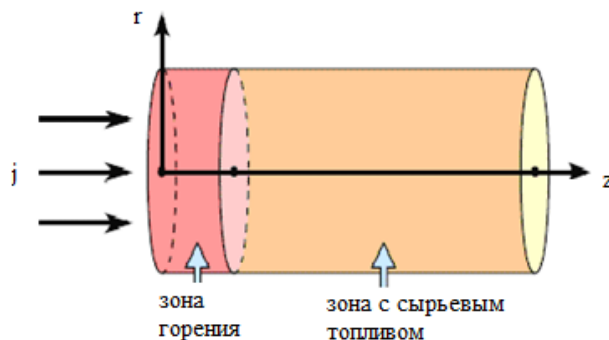
Рассмотрена модель реактора на бегущей волне в торий-урановом топливном цикле. Оценена область формирования и существования волны ядерного горения для реактора с тепловым и быстрым спектром нейтронов. Разработана модель изменения ядерных концентраций в зависимости от обобщенного флюенса. Проведена графическая обработка данных расчетов для наглядной демонстрации полученных результатов. Для каждого спектра нейтронов рассчитана скорость волны ядерного горения. Полученные параметры сравниваются с аналогичными параметрами для уран-плутониевого реактора на бегущей волне.

Ключевые слова: реактор на бегущей волне, скорость волны ядерного горения, ядерная концентрация нуклидов, безразмерный флюенс.

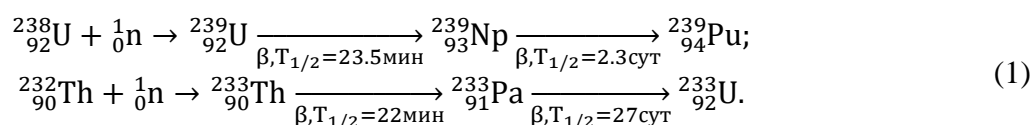
Введение

В 1993 г. Л.П. Феоктистовым был изложен новый ряд требований, предъявляемых к безопасности реактора [1]. Их главной характеристикой должен служить принцип «внутренней безопасности», в соответствии с которым отказ либо появление наведенной радиоактивности предотвращаются автоматически благодаря тем принципам, которые лежат в основе физики реактора [2]. Моделью, удовлетворяющей вышеописанным принципам внутренней безопасности и саморегулирования, является реактор на бегущей волне деления (РБВ). Впервые идея о РБВ, где происходит одновременно горение топлива и наработка делящегося нуклида, была выдвинута в 1958 г. С.М. Фейнбергом [3], условием работы являлось перемещение топлива в активной зоне. Позднее, в 1989 г., Л.П. Феоктистовым в работе [2] была представлена концепция реактора на бегущей волне, в котором движение топлива заменялось движением зоны горения, т.е. деление топлива происходит лишь в локальной области активной зоны и со временем перемещается с одного торца к другому. При таком движении наблюдается особый профиль нейтронного потока, который имеет пикообразный максимум по координате, соответствующий зоне горения и перемещающийся со временем по активной зоне.

Основной принцип работы РБВ отражен на рис. 1. Цилиндр состоит из свежего топлива (U-238, Th-232, с одного торца он облучается внешним источником нейтронов с определенным энергетическим спектром.

**Рис. 1. Иллюстрация работы РБВ**

В прилегающем слое свежее топливо поглощает нейтроны и по известным цепочкам трансмутирует в новый нуклид (уран-233 или плутоний-239) (1):



Данная стадия называется наработкой делящегося нуклида. В течение некоторого периода времени происходит накопление делящегося нуклида до критического значения, после чего запускается процесс самоподдерживающейся цепной реакции деления. Новые нейтроны, появившиеся в результате деления наработанного нуклида, будут аналогично захватываться в прилегающем слое, производя накопление делящегося материала, и т.д. Таким образом, нейтронно-делительная волна распространяется через всю активную зону.

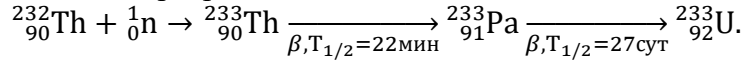
В настоящей работе рассматривается реактор на бегущей волне деления с ториевым топливом. Возможная перспектива использования тория в качестве энергоносителя уже была изучена во многих работах. Например, в работе [4] был рассмотрен реактор на волне ядерного горения при наличии невыгорающего поглотителя нейтронов. Регулирование мощности в данной модели реактора осуществляется за счет изменения скорости волны ядерного горения, которая в свою очередь зависит от концентрации поглотителя. Авторами еще одной работы была предложена концепция выгорания, применяемая к маломощным высокотемпературным газоохлаждаемым реакторам [5]. Настоящее исследование демонстрирует многообещающие характеристики ториевого реактора в сравнении с урановым: глубина выгорания ториевого топлива примерно на 36-45 % выше, что повышает эффективность ториевого реактора. В следующем исследовании [6] речь идет о реакторе с насыпной активной зоной, в котором топливо загружается с одной стороны (сверху) и выгружается с другой стороны (снизу). В отличие от вышеупомянутой концепции, в данном типе реактора движение нейтронного потока замещается движением топлива. Очевидно, что эти два вида движений эквивалентны. Выбранное топливо должно иметь два условия для существования волны горения: свежее топливо должно быть подкритическим, т.е., коэффициент размножения в бесконечной среде должен быть меньше единицы при нулевом флюенсе, а с увеличением флюенса нейтронов k_{∞} сначала должно увеличиваться до надкритического диапазона, а затем снова уменьшаться до докритического. Технически это может быть реализовано путем добавления отравляющих нуклидов к топливу высокотемпературного газоохлаждаемого реактора. Авторами исследования рассматривается краевая задача диффузионного уравнения, связанная с упрощенными уравнениями выгорания. Аналитическое решение, полученное в этой статье, может быть использовано для оптимизации выгорания.

В недавно опубликованной работе дано описание концепции реактора, работающего на основе волны, обусловленной процессами бридинга и выгорания, а также движением топлива в противоположном направлении, т.е. суперпозиции классической волны ядерного горения и «стоячей» волны, когда в реакторе перемещается топливо [7]. Этот проект спонсируется Биллом Гейцем, разрабатывается в США с 2006 г., в нем участвуют около 50 организаций, планирующих, что разрабатываемый ими реактор будет запущен в 2026 г.

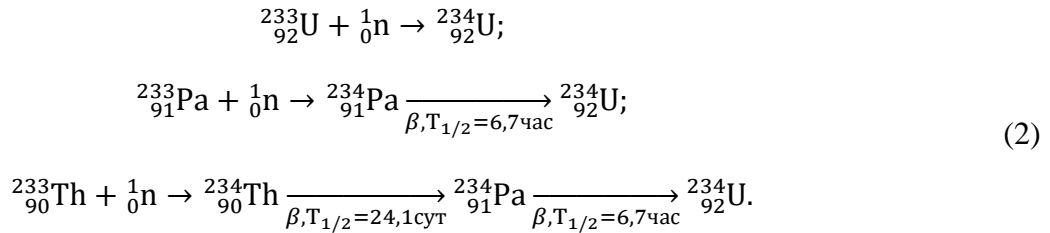
В настоящей работе рассмотрены два варианта работы реактора с различным типом спектра нейтронов: на быстрых и тепловых нейтронах. Описание и сравнение ядерных концентраций основных элементов ядерной цепочки превращения (Th232, U233, U234) и нейтронных потоков производилось на основе расчета уравнений выгорания. Также для каждого типа реактора оценена область и условия существования нейтронно-делительной волны. На основе полученных результатов проводилось сравнение глубины выгорания и скорости распространения волны горения в Th-U и U-Pu реакторах.

Математическая модель

Рассматривается математическая модель реактора на бегущей волне деления. Активная зона представляет собой цилиндр из чистого сырьевого материала Th-232, окруженный отражателем. С одного торца цилиндр облучают внешним источником нейтронов. В приповерхностном слое цилиндра (зоне горения) сырьевой материал трансмутирует в делящийся в соответствии с ядерной цепочкой превращения:



В данном цикле, помимо урана-233, нарабатывается еще делящийся изотоп уран-234 путем радиационного захвата нейтрона как ураном-233, так и промежуточными нуклидами протактинием-233 и торием-233 (2).



В тот момент, когда концентрация делящегося нуклида U-233 становится критической, т. е., процесс деления превышает процесс накопления, зона горения становится запальной зоной. Новые нейтроны, появившиеся в процессе деления, вызывают выгорание в следующем слое. Переход выгорания от одного слоя топлива к другому образует волну горения.

Уравнения выгорания в рассматриваемых цепочках ядерных превращений имеют вид:

$$\begin{aligned} & \frac{dN^{\text{Th}232}(x, t)}{dt} = -\sigma_a^{\text{Th}232} N^{\text{Th}232}(x, t) \varphi(x, t); \\ & \frac{dN^{\text{Th}233}(x, t)}{dt} = \sigma_c^{\text{Th}232} N^{\text{Th}232}(x, t) \varphi(x, t) - \sigma_a^{\text{Th}233} N^{\text{Th}233}(x, t) \varphi(x, t) - \lambda N^{\text{Th}233}(x, t); \\ & \frac{dN^{\text{U}233}(x, t)}{dt} = \lambda N^{\text{Pa}233}(x, t) - \sigma_a^{\text{U}233} N^{\text{U}233}(x, t) \varphi(x, t); \\ & \frac{dN^{\text{U}234}(x, t)}{dt} = \sigma_c^{\text{U}233} N^{\text{U}233}(x, t) \varphi(x, t) + \lambda N^{\text{Pa}234}(x, t) - \sigma_a^{\text{U}234} N^{\text{U}234}(x, t) \varphi(x, t); \\ & \frac{dN^{\text{Pa}233}(x, t)}{dt} = \lambda N^{\text{Th}233}(x, t) - \sigma_a^{\text{Pa}233} N^{\text{Pa}233}(x, t) \varphi(x, t) - \lambda N^{\text{Pa}233}(x, t); \\ & \frac{dN^{\text{Pa}234}(x, t)}{dt} = \sigma_c^{\text{Pa}233} N^{\text{Pa}233}(x, t) \varphi(x, t) + \lambda N^{\text{Th}234}(x, t) - \\ & \quad - \lambda N^{\text{Pa}234}(x, t) - \sigma_a^{\text{Pa}234} N^{\text{Pa}234}(x, t) \varphi(x, t); \\ & \frac{dN^{\text{Th}234}(x, t)}{dt} = \sigma_c^{\text{Th}233} N^{\text{Th}233}(x, t) \varphi(x, t) - \sigma_a^{\text{Th}234} N^{\text{Th}234}(x, t) \varphi(x, t) - \lambda N^{\text{Th}234}(x, t); \\ & \frac{dN^{\text{FP}}(x, t)}{dt} = \sigma_f^{\text{U}233} N^{\text{U}233}(x, t) \varphi(x, t) + \sigma_f^{\text{U}234} N^{\text{U}234}(x, t) \varphi(x, t) - \sigma_a^{\text{FP}} N^{\text{FP}}(x, t) \varphi(x, t), \end{aligned} \quad (3)$$

где $N^{\text{Th}232}$, $N^{\text{Th}233}$, $N^{\text{Th}234}$ – концентрации тория-232, тория-233 и тория-234 соответственно; $N^{\text{Pa}233}$, $N^{\text{Pa}234}$ – концентрации протактиния-233 и протактиния-234; $N^{\text{U}233}$, $N^{\text{U}234}$, N^{FP} – концентрации урана-233, урана-234 и продуктов деления; x – координата по длине активной зоны; t – время; φ – нейтронный поток; λ – постоянная радиоактивного распада; σ_a , σ_f , σ_c – микроскопические сечения поглощения, деления и радиационного захвата.

Для замыкания системы уравнений выгорания к ним требуется добавить уравнение диффузии, которое имеет вид (4):

$$D(x)\Delta\varphi(x, t) + (v \sum_j \Sigma_f^j(x, t) - \sum_i \Sigma_a^i(x, t))\varphi = \frac{1}{v} \frac{\partial\varphi(x, t)}{\partial t}, \quad (4)$$

где v – число вторичных нейтронов, испускаемых при делении; Σ_f – макроскопическое сечение деления; Σ_a – макроскопическое сечение поглощения; v – скорость нейтронов; D – коэффициент диффузии.

На данном этапе необходимо сделать ряд допущений. Во-первых, при определении концентрации урана-233 пренебрегаем промежуточными нуклидами торием-233 и протактинием-233, так как их время жизни малы по сравнению с длительностью кампании реактора. Поэтому будем считать, что уран-233 появляется непосредственно после захвата нейтрона торием-232. При определении концентрации урана-234 по вышеупомянутой причине пренебрегаем его накоплением путем радиационного захвата нейтронов промежуточными изотопами, поэтому оно будет происходить при радиационном захвате нейтронов в уране-233. Кроме того, в уравнении для концентрации осколков деления опускается слагаемое, связанное с делением U-234, так как его сечение деления во всех областях энергий во много раз меньше сечения деления U-233.

При этом система уравнений выгорания (1) сведется к следующей системе (5):

$$\begin{aligned} \frac{dN^{\text{Th}232}(x, t)}{dt} &= -\sigma_a^{\text{Th}232} N^{\text{Th}232}(x, t)\varphi(x, t); \\ \frac{dN^{\text{U}233}(x, t)}{dt} &= \sigma_c^{\text{Th}232} N^{\text{Th}232}(x, t)\varphi(x, t) - \sigma_a^{\text{U}233} N^{\text{U}233}(x, t)\varphi(x, t); \\ \frac{dN^{\text{U}234}(x, t)}{dt} &= \sigma_c^{\text{U}233} N^{\text{U}233}(x, t)\varphi(x, t) - \sigma_a^{\text{U}234} N^{\text{U}234}(x, t)\varphi(x, t); \\ \frac{dN^{\text{FP}}(x, t)}{dt} &= \sigma_f^{\text{U}233} N^{\text{U}233}(x, t)\varphi(x, t) - \sigma_a^{\text{FP}} N^{\text{FP}}(x, t)\varphi(x, t). \end{aligned} \quad (5)$$

Решение уравнения (3) представляется в виде волны путем замены переменных безразмерной волновой координатой $z = \frac{x+ut}{L_0}$, где u – скорость волны, L_0 – длина диффузии в начальный момент выгорания.

На следующем этапе расчета необходим переход к безразмерным переменным ($N^i \rightarrow \frac{N^i}{N^{\text{Th}232}(0)}$, $\sigma \rightarrow \frac{\sigma_j^i}{\sigma_a^{\text{Th}232}}$). Тогда система (3) примет вид (6):

$$\begin{aligned} \frac{dc^{\text{Th}232}(z)}{dz} &= -c^{\text{Th}232}(z)\varphi(z); \\ \frac{dc^{\text{U}233}(z)}{dz} &= -\gamma c^{\text{U}233}(z)\varphi(z) + c^{\text{Th}232}(z)\varphi(z); \\ \frac{dc^{\text{U}234}(z)}{dz} &= (\gamma - b)c^{\text{U}233}(z)\varphi(z) - ac^{\text{U}234}(z)\varphi(z); \\ \frac{dc^{\text{FP}}(z)}{dz} &= bc^{\text{U}233}(z)\varphi(z) - mc^{\text{FP}}(z)\varphi(z), \end{aligned} \quad (6)$$

$$\text{где } c^{\text{Th}232} = \frac{N^{\text{Th}232}}{N^{\text{Th}232}(0)}; c^{\text{U}233} = \frac{N^{\text{U}233}}{N^{\text{Th}232}(0)}; c^{\text{U}234} = \frac{N^{\text{U}234}}{N^{\text{Th}232}(0)}; c^{\text{FP}} = \frac{N^{\text{FP}}}{N^{\text{Th}232}(0)}; \gamma = \frac{\sigma_a^{\text{U}233}}{\sigma_a^{\text{Th}232}};$$

$$a = \frac{\sigma_a^{\text{U}234}}{\sigma_a^{\text{Th}232}}; m = \frac{\sigma_a^{\text{FP}}}{\sigma_a^{\text{Th}232}}; b = \frac{\sigma_f^{\text{U}233}}{\sigma_a^{\text{Th}232}}.$$

В табл. 1 представлены микроскопические сечения нуклидов, входящих в уравнения выгорания, для двух различных типов спектров [8].

Таблица 1

Значения микросечений

	Тепловой спектр				Быстрый спектр			
	Th-232	U-233	U-234	FP	Th-232	U-233	U-234	FP
σ_f	0	468	0,407	0	0	2,4	0,04	0
σ_c	6,55	41,8	90,5	35,4	0,27	0,26	0,45	0,18
σ_a	6,55	509,8	90,907	35,4	0,27	2,66	0,49	0,18
ν		2,49				2,5		

Введем для удобства дальнейшего анализа безразмерный обобщенный флюенс (7):

$$\Psi(z) = \int_0^z \varphi(z) dz. \quad (7)$$

Тогда решение системы (3) принимает следующий вид:

$$\begin{aligned} c^{\text{Th}232}(\Psi) &= e^{-\Psi}; \\ c^{\text{U}233}(\Psi) &= \frac{1}{\gamma - 1} (e^{-\Psi} - e^{-\gamma\Psi}); \\ c^{\text{U}234}(\Psi) &= \frac{\gamma - b}{\gamma - 1} \left(\frac{1}{a - 1} [e^{-\Psi} - e^{-a\Psi}] + \frac{1}{a - \gamma} [e^{-a\Psi} - e^{-\gamma\Psi}] \right); \\ c^{\text{FP}}(\Psi) &= \frac{b}{\gamma - 1} \left(\frac{1}{m - 1} [e^{-\Psi} - e^{-m\Psi}] - \frac{1}{m - \gamma} [e^{-\gamma\Psi} - e^{-m\Psi}] \right). \end{aligned} \quad (8)$$

Нормированные микросечения представлены в табл. 2.

Таблица 2

Нормированные микросечения

	Тепловой спектр		Быстрый спектр	
	σ_f	σ_a	σ_f	σ_a
Th-232	0	1	0	1
U-233	$b = 71,450$	$\gamma = 77,832$	$b = 8,889$	$\gamma = 9,852$
U-234	0	$a = 13,879$	0	$a = 1,667$
FP	0	$m = 5,405$	0	$m = 0,667$

Изменение потока нейтронов в зависимости от обобщенного безразмерного флюенса описывается по формуле (9):

$$\varphi(\Psi) = \sqrt{-2M(\Psi)}, \quad (9)$$

$$\text{где } M(\Psi) = b_1(1 - e^{-\Psi}) + b_3 \frac{1 - e^{-\gamma\Psi}}{\gamma} + b_4 \frac{1 - e^{-a\Psi}}{a} + b_6 \frac{1 - e^{-m\Psi}}{m} + c\Psi;$$

$$b_1 = -\frac{\beta_3}{\gamma} + 1; \quad b_3 = -\frac{\beta_3}{\gamma}; \quad b_4 = 0; \quad b_6 = -\frac{\sigma_a^{\text{FP}}}{\sigma_a^{232}}; \quad \beta_3 = \frac{\nu\sigma_f^{\text{U}233} - \sigma_a^{\text{U}233}}{\sigma_a^{232}}.$$

Поток нейтронов в реакторе с тепловым спектром (10):

$$\varphi(\psi) = \sqrt{-2(0,286\psi + 0,286e^{-\psi} + 0,017e^{-\gamma\psi} + e^{-m\psi} - 1,303)}. \quad (10)$$

Поток нейтронов в реакторе с быстрым спектром (11):

$$\varphi(\psi) = \sqrt{-2(0,256\psi + 0,256e^{-\psi} + 0,128e^{-\gamma\psi} + e^{-m\psi} - 1,384)}. \quad (11)$$

При всех известных концентрациях нуклидов находится коэффициент размножения в бесконечной среде, который является отношением числа генерируемых нейтронов к числу поглощенных (12):

$$K_{\infty} = \frac{\nu \sum_j \Sigma_j^f}{\sum_i \Sigma_i^a} = \frac{\nu b c^{U233}}{c^{Th232} + \gamma c^{U233} + a c^{U234} + m c^{FP}}. \quad (12)$$

Критический стационарный случай реактора соответствует значению $K_{\infty} = 1$. С учётом этого выражение для критической концентрации урана-233 можно выразить следующим образом (13):

$$c_{\text{крит}}^{U233} = \frac{c^{Th232} + a c^{U234} + m c^{FP}}{\nu b - \gamma}. \quad (13)$$

Для оценки величины скорости волны ядерного горения можно воспользоваться следующей формулой (14):

$$u = \frac{L}{T}, \quad (14)$$

где T – время существования волны горения, L – длина сердечника, состоящего из сырьевого материала Th-232, равная 300 см. Тогда время существования волны ядерного горения будет определяться формулой (15):

$$T = \frac{c_{\text{кр}}^{U233} \sigma_f^{U233} V \Psi_m c^{Th232}}{3,1 \cdot 10^{16} P_T \sigma_a^{232}}, \quad (15)$$

где V – объем активной зоны, Ψ_m – коэффициент, принятый равным значению 0,5, P_T – тепловая мощность реактора.

Время существования волны ядерного горения (T) при тепловой мощности $P_T = 793$ МВт будет равно 63 годам в реакторе с тепловым спектром нейтронов и 70 годам в реакторе с быстрым спектром нейтронов.

Скорость волны ядерного горения, рассчитанная по формуле (12), в реакторе с тепловым спектром равна 4,76 см/год. Скорость волны ядерного горения в реакторе с быстрым спектром равно 4,29 см/год.

В обоих типах реакторов полученные скорости имеют небольшое значение. В этом случае горение происходит с большим выгоранием, так как оно пропорционально времени нахождения волны в области горения.

Результаты исследования

С помощью полученной системы формул (5) рассчитаны значения ядерных концентраций нуклидов при ряде значений обобщённого безразмерного флюенса в тепловом (рис. 2а) и быстром (рис. 2б) спектрах нейтронов.

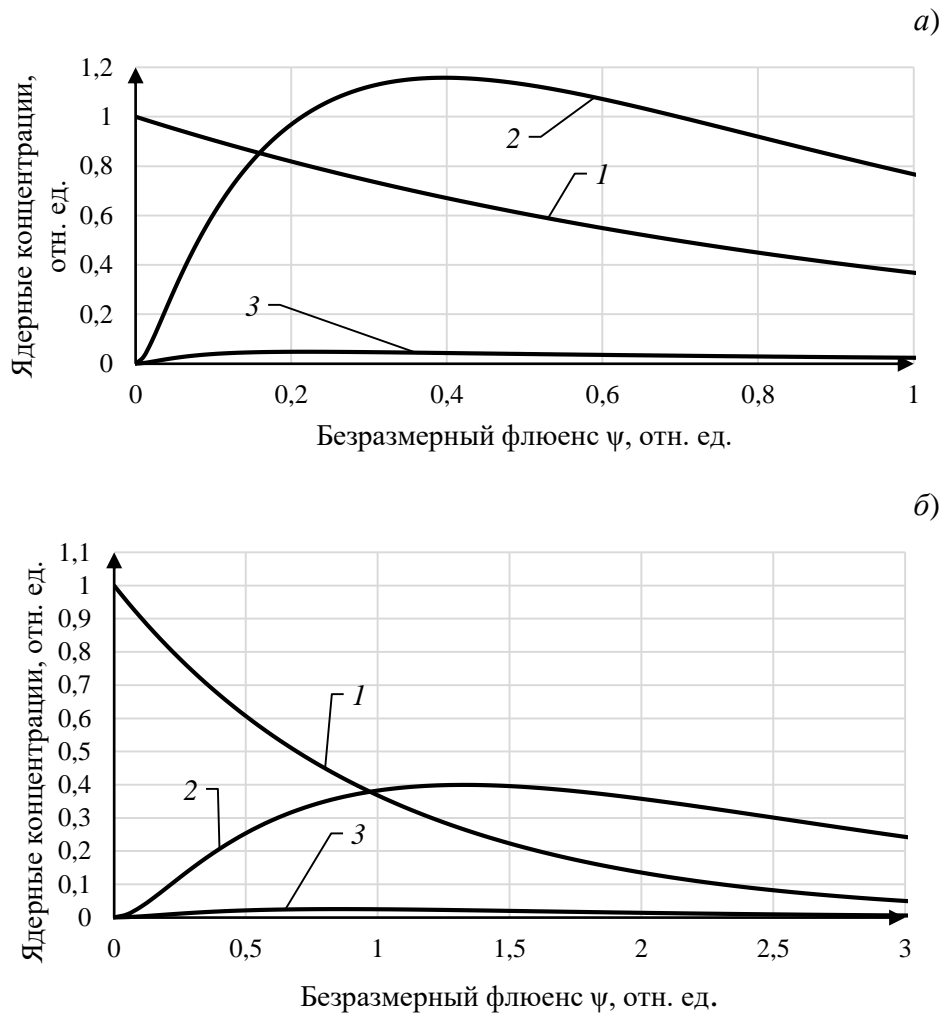
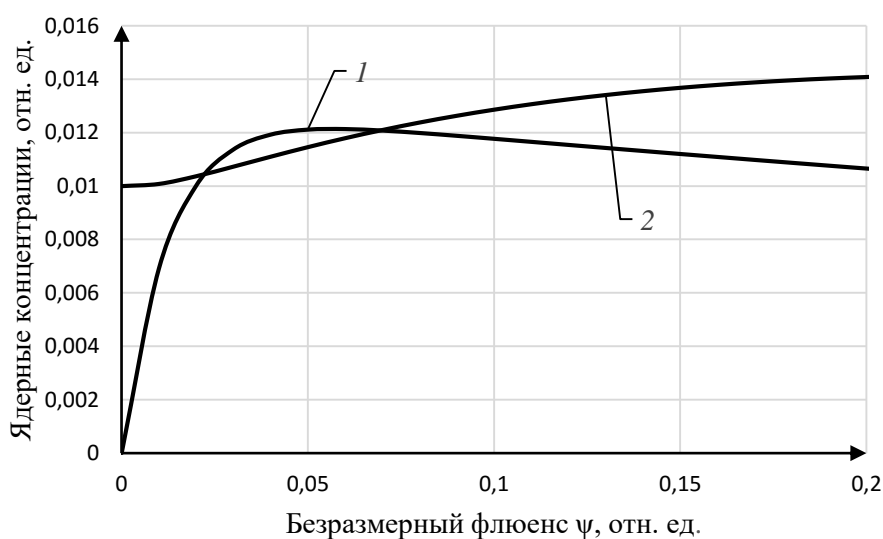


Рис. 2. Ядерные концентрации тория-232 (1), продуктов деления (2) и урана-234 (3) в зависимости от флюенса в тепловом (а) и быстром (б) спектре нейтронов

Из графиков видно, что исходная загрузка тория-232 со временем работы реактора уменьшается по экспоненциальному закону, в то время как концентрация продуктов деления возрастает до определенного максимума, характеризующего область интенсивного ядерного горения, после чего начинает спадать, что соответствует перемещению фронта волны в соседнюю область.

На рис. 3 проиллюстрирована аналитическая зависимость поведения концентрации урана-233 в сравнении с его критической концентрацией.



а)
б)

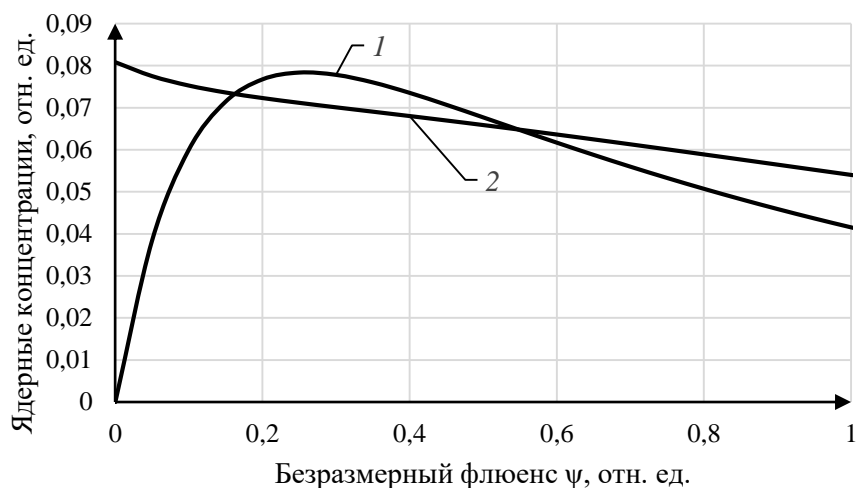


Рис. 3. Область существования волны горения в тепловом (а) и быстром (б) реакторе:
1 – ядерная концентрация урана-233, 2 – критическая концентрация урана-233

Видно, что существует определенная область, в которой концентрация нарабатываемого нуклида превышает критическое значение (происходит интенсивное горение). Описываемый процесс находится в интервале безразмерного флюенса в реакторе с тепловым спектром от 0,02 до 0,07, а в реакторе с быстрым спектром от 0,163 до 0,546.

В физике волнового процесса поведение коэффициента размножения определяет характер горения ядерного топлива. Из рис. 4 видно, что вначале коэффициент размножения возрастает вследствие накопления делящегося материала. В волновом процессе этому соответствует момент, когда хвост волны начинает входить в рассматриваемую область. Зона «выбега» коэффициента размножения из единицы совпадает с областью интенсивного горения топлива. Соответственно, в этот период ядерная волна горения полностью находится в данной области. Но так как концентрация продуктов деления со временем постоянно возрастает, коэффициент размножения начинает падать и уходит в подкритическое значение, чем определяется перемещение волны ядерного горения из рассматриваемой области в прилегающую зону.

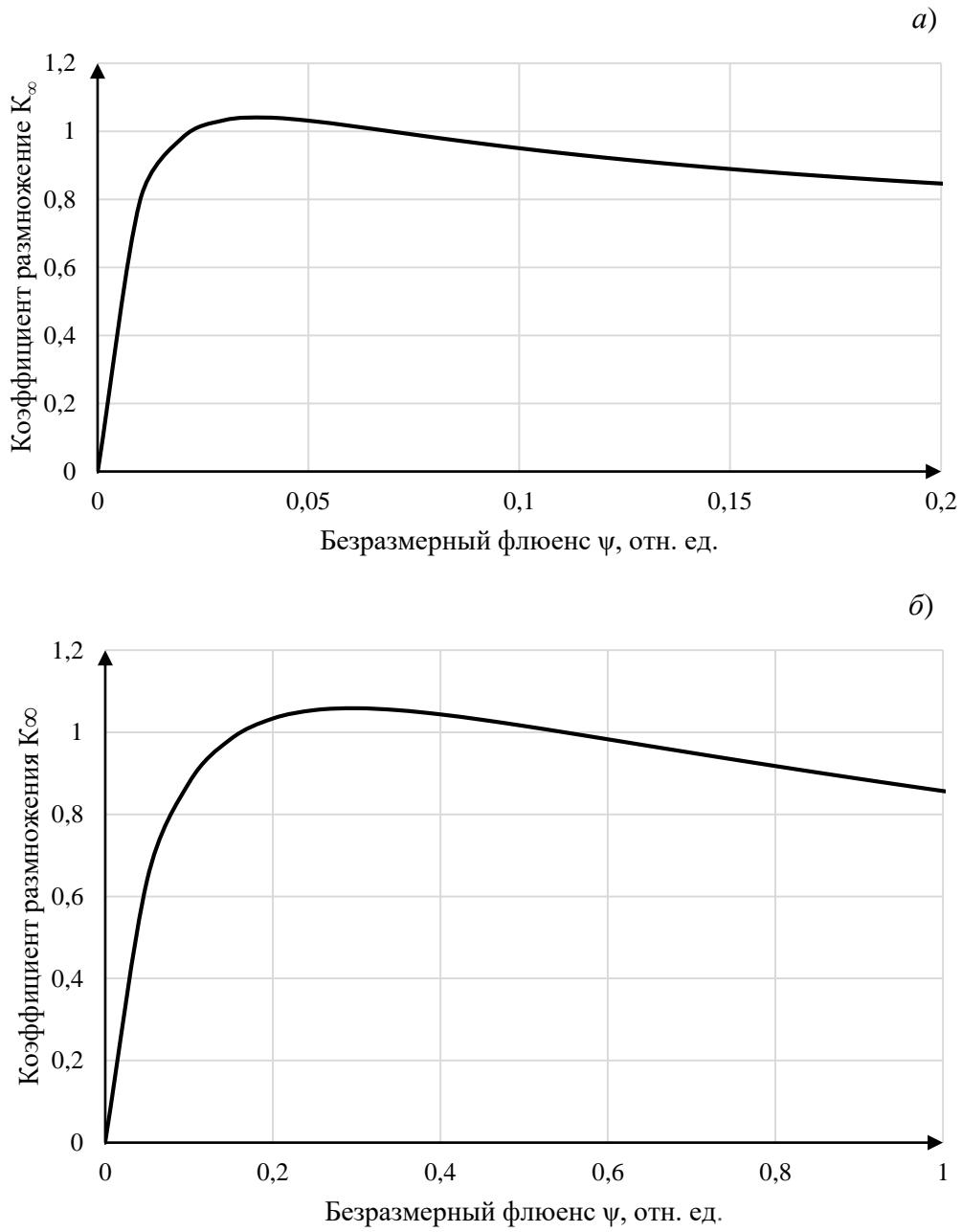


Рис. 4. Коэффициент размножения в реакторе с тепловым (а) и быстрым (б) спектром нейтронов

Рассчитанные значения потока в зависимости от безразмерного флюенса представлены на рис. 5.

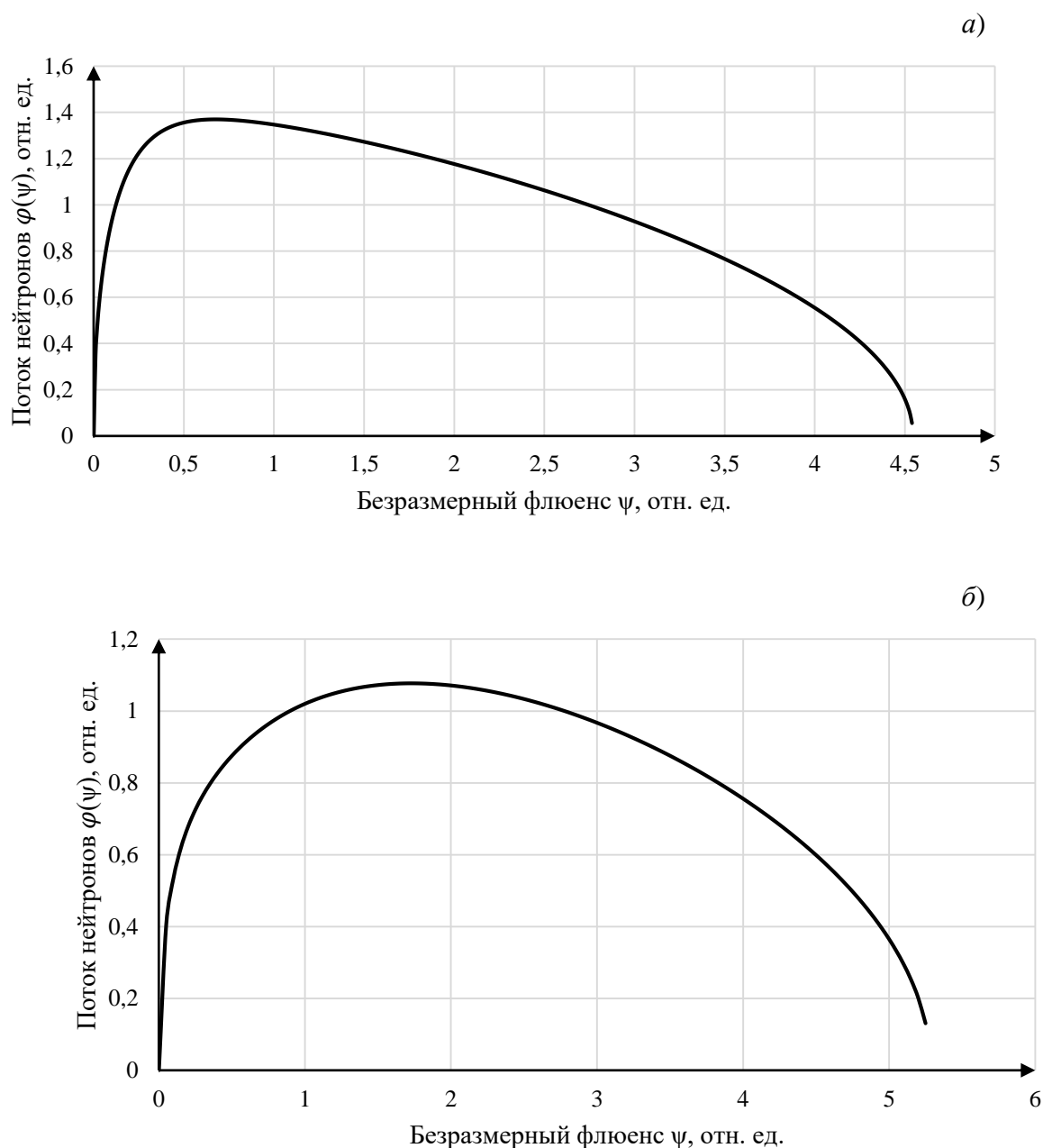


Рис. 5. Поток нейтронов в реакторе с тепловым (а) и быстрым (б) спектром нейтронов

Подобное распределение нейтронный поток будет иметь как для любой точки активной зоны в зависимости от координаты и времени работы реактора, так и для всей активной зоны в произвольный момент времени. В этом заключается особенность волновой симметрии задачи.

Для доказательства эффективности торий-уранового цикла приводим результаты расчета реактора на бегущей волне ядерного горения для U-Pu топливного цикла с быстрым спектром нейтронов [9]. На рис. 6 представлена зависимость концентрации плутония-239 в сравнении с его критической концентрацией. Видно, что область интенсивного горения находится в промежутке обобщенного флюенса от 0,124 до 0,678, примерно равная области существования волны в ториевом реакторе с быстрым спектром нейтронов.

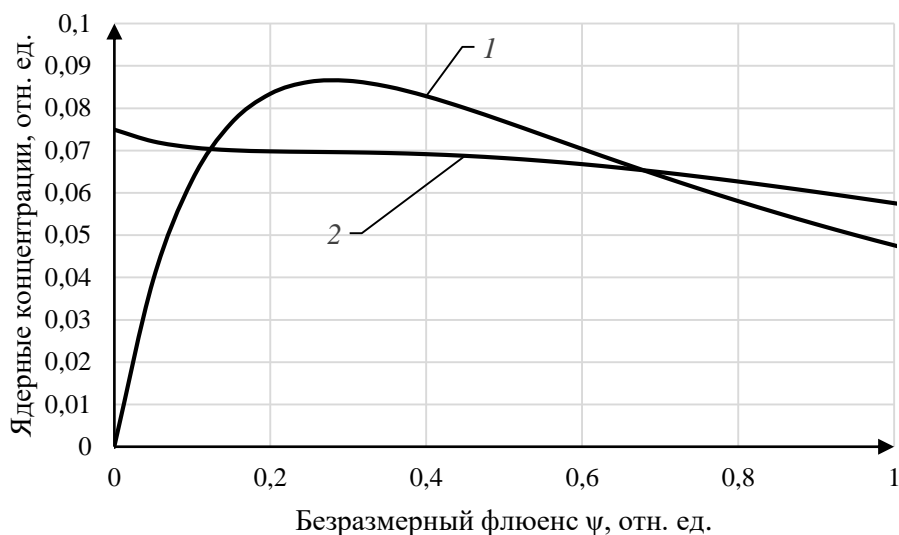


Рис. 6. Область существования волны горения:

1 – ядерная концентрация плутония-239;
2 – критическая концентрация плутония-239

Скорость волны ядерного горения в уран-плутониевом реакторе равна 11 см/год, что больше, чем в представленных выше торий-урановых реакторах. Это позволяет считать торий-урановый цикл более эффективным для реализации нейтронно-делительной волны, поскольку потребует меньших габаритных размеров зоны горения при одной и той же энерговыработке или позволит получить большее выгорание при одинаковых габаритах.

Заключение

Представленные результаты позволили оценить возможность образования волнового процесса в торий-урановом реакторе. Условие, которому должен удовлетворять реактор, чтобы в нем могла существовать волна, заключается в превышении равновесной концентрации делящегося материала критического значения. Для реактора с тепловым спектром нейтронов область существования волны ядерного горения принадлежит промежутку безразмерного флюенса от 0,02 до 0,07, а в реакторе с быстрым спектром – от 0,163 до 0,546. Также получены значения скорости нейтронно-делительной волны: в реакторе с тепловым спектром равна 4,76 см/год, в реакторе с быстрым спектром равно 4,1 см/год. Торий-урановый реактор позволяет добиться горения с большим выгоранием, чем уран-плутониевый, что делает данный топливный цикл наиболее эффективным.

Библиографический список

1. **Феоктистов, Л.П.** Безопасность – ключевой момент возрождения ядерной энергетики // Успехи физических наук. – 1993. – №8. – С. 89-102.
2. **Феоктистов, Л.П.** Нейтронно-делительная волна // Докл. Акад. наук СССР. – 1989. – С. 864-867.
3. **Feinberg, S.M.** Discussion content / S.M. Feinberg // Record of Proceedings Session B-10, Int. Conf. on the Peaceful uses for atomic energy. – 1958. – Т. 9. – №2. – С. 447.
4. **Павлович, В.Н.** Физические основы реактора на волне ядерного горения (РВЯГ). II. Конкретные модели / В. Н. Павлович, В. Н. Хотяинцев, Е. Н. Хотяинцева // Ядерная Физика та энергетика. – 2008. – №3(25). – С. 62-70.
5. Ismail Long Life small CANDLE-HTGRs with thorium / Ismail, Yasunori Ohoka, Peng Hong Liem, Hiroshi Sekimoto // Annal of Nuclear Energy. – 2007. – №34. – С. 120-129.
6. **Chen, Xue-Nong** Fundamental burn-up mode in a pebble-bed type reactor / Xue-Nong Chen, Edgar Kiefhaber, Werner Maschek // Progress in a Nuclear Energy. – 2008. – №50. – С. 219-224.

7. **Gilleland, John** The Traveling Wave Reactor: Design and Development / John Gilleland, Robert Petroski, Kevan Weaver // Engineering. – 2016. – №2. – С. 88-96.
8. Групповые константы для расчета реакторов и защиты / Л. П. Абагян [и др.]; под ред. М. Н. Николаева. – М.: Энергоиздат, 1981, – 231 с.
9. **Петрова, К.Г.** Нейтронно-физическое обоснование концепции быстрого реактора типа «бегущей делительной волны» / К.Г. Петрова: магистерская диссертация. – Н. Новгород.: НГТУ им. Р.Е. Алексеева, 2013.

*Дата поступления
в редакцию: 19.04.2019*

A.E. Pomysukhina, Yu.P. Sukharev, G.N. Vlasichev

NUCLEAR BURNING WAVE REACTOR IN U-Th FUEL CYCLE

Nizhny Novgorod State Technical University n.a. R.E. Alekseev

Purpose: The article presents the results of investigation a possibility of creating wave process in two variants of U-Th reactor: with fast and thermal spectra.

Methodology: The main investigation method is the analysis of the accessible sources of information related to the scope of the study: articles, conferences proceedings, reports.

Results: The traveling wave reactor model with U-Th fuel cycle is examined. The areas of formation and existence of nuclear burn-up wave are estimated for reactors with fast and thermal spectra. The model of nuclide density change in depending on generalized neutron fluence is developed. The nuclear burn-up wave velocity is calculated. The parameters obtained is compared with the same parameters for U-Pu traveling wave reactor.

Findings: The results of the analysis confirm the hypothesis of wave process existence in U-Th reactor. Also, the comparison between U-Th and U-Pu fuel cycles was made. According to the results of the comparison, U-Th fuel cycle proved to be more efficient since it would require smaller overall dimensions of reactor core at the same power generation or would allow for deeper burnout with the same dimensions.

Key words: traveling wave reactor, nuclear burn-up wave velocity, nuclide nuclear concentration, dimensionless fluence.