

ТЯЖЕЛОВОДНЫЙ ТОРИЙ-УРАНОВЫЙ РЕАКТОР-РАЗМНОЖИТЕЛЬ НА ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНАХ

К.А. Исанов*, М.Ю. Егоров*, **

* Санкт-Петербургский государственный университет аэрокосмического приборостроения

190000, Россия, Санкт-Петербург, ул. Большая Морская, д. 67

** Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого
195251, Россия, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, д. 29



Проанализирована проблема истощения природных запасов урана и дальнейший переход на уран-ториевый топливный цикл. Представлены варианты реализации расширенного воспроизводства топлива и реакторов-размножителей.

Предложена концепция торий-уранового реактора-размножителя на тепловых нейтронах. Описаны принципы реализации теплового бридера. Проведен нейтронно-физический расчет модели ТВС бесконечного размера. Выполнена оптимизация компоновки ТВС.

Многогрупповым методом определены эффективный коэффициент размножения и коэффициент воспроизводства, а также действующий спектр. Рассмотрены особенности изменения нуклидного состава, характерные для торий-уранового топливного цикла. Обсуждается протактиниевый эффект. Проведено моделирование изменения нуклидного состава в течение двухгодичной кампании (720 эффективных суток). Определено изменение эффективного коэффициента размножения и коэффициента воспроизводства в течение кампании.

Сформулированы перспективы реализации торий-уранового бридера. продемонстрирована возможность реализации торий-уранового бридера на тепловых нейтронах, а также, расширенной наработки топлива.

Ключевые слова: торий-урановый топливный цикл, расширенное воспроизводство топлива, тепловой реактор-размножитель, протактиниевая яма, коэффициент воспроизводства, изменение нуклидного состава, наработка топлива.

Исанов К.А., Егоров М.Ю. Тяжеловодный торий-урановый реактор-размножитель на тепловых нейтронах. // Известия вузов. Ядерная энергетика. – 2022. – № 4. – С. 5-18. DOI: <https://doi.org/10.26583/npe.2022.4.01>

ВВЕДЕНИЕ

Реактор-размножитель (бридер) является перспективным видом реакторов. Актуальность и востребованность данного типа реакторов обуславливается истощением природных запасов делящегося нуклида ^{235}U [1, 2]. В реакторах-размножителях реализуют переработку сырьевого неделящегося материала ^{238}U и ^{232}Th в делящиеся нуклиды ^{239}Pu и ^{233}U , соответственно, в количестве, превышающем выгорающее топливо. На данный момент основное развитие среди бридеров получили реакторы на быстрых нейтронах. Различают несколько топливных циклов: торий-урановый, торий-плутониевый,

© К.А. Исанов, М.Ю. Егоров, 2022

уран-урановый, уран-плутониевый. В данной работе анализируется торий-урановый цикл. По оценкам запасы тория в несколько раз превышают запасы урана. Это обстоятельство делает перспективным торий-урановый цикл [3 – 5]. Реализация данного топливного цикла в тепловой области позволит нарабатывать делящийся нуклид в количестве, превышающем его выгорание [6 – 9]. В тепловой области ($E = 0,0253$ эВ) эффективное число вторичных нейтронов K_{eff} составляет для ^{233}U – 2,297; для ^{235}U – 2,065; для ^{239}Pu – 2,102. Это делает возможным реализацию реактора-размножителя на тепловых нейтронах [10 – 13].

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОБОСНОВАНИЕ

Из представлений нейтронного цикла следует, что минимальное значение ν_{eff} для реализации расширенного воспроизводства составляет два и более [14 – 17]: один нейтрон приходится на поддержание самоподдерживающейся цепной реакции, и один нейтрон – на поглощение на воспроизводящем материале с последующим превращением в делящийся нуклид. Здесь необходимо учитывать радиационный захват промежуточных изотопов в цепочке распада воспроизводящего материала, вредное поглощение в конструкционных материалах, теплоносителя и замедлителя, а также процессы отравления реактора и утечки нейтронов. Таким образом, необходимое значение ν_{eff} увеличивается и зависит от характеристик активной зоны, нейтронной мощности, вида топлива и его обогащения. С учетом таких ограничений реализация бридера в тепловой области возможна только для уран-ториевого реактора [18 – 20] с хорошим нейтронным балансом.

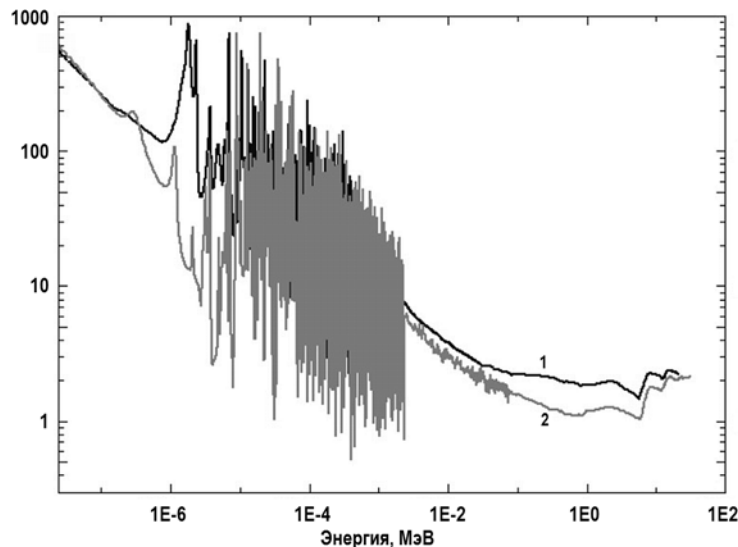


Рис. 1. Сечения деления ^{233}U (1) и ^{235}U (2) во всем энергетическом спектре

Рассмотрим нейтронные сечения ^{233}U и ^{235}U . Как видно из рис. 1, в быстрой части спектра сечения деления ^{233}U превышают сечения деления ^{235}U . При малом обогащении в реакторе с термализованным спектром переход на делящийся нуклид ^{233}U не приводит к особым эффектам. Незначительно увеличивается деление урана в быстрой области. Отдельно рассмотрим промежуточную (резонансную) область. Как видно из рис. 1, ^{233}U обладает сильными резонансами в нижней части резонансной области. Они на порядок превышают резонансы ^{235}U . В остальной части резонансной области большинство ширин и высот резонансов ^{233}U превышают резонансы ^{235}U . Таким образом, истинный резонансный интеграл деления ^{233}U превышает ^{235}U практически в три раза. Резонансный интеграл деления ^{233}U составляет 765 барн; ^{235}U – 276,04 барн, а резонансный

интеграл радиационного захвата ^{233}U – 140,6 барн; ^{235}U – 140,49 барн.

Суммарный истинный резонансный интеграл поглощения для ^{233}U составляет 905,6 барн. В низкообогащенном керамическом топливе с обогащением ниже трех процентов концентрация делящегося нуклида относительно ядер рассеивателя мала. Это приводит к эффекту разблокировки резонансных уровней и уменьшению резонансной самоэкранировки. Вследствие этого эффективный резонансный интеграл соответствует истинному. Таким образом, даже при столь низком обогащении значимая часть нейтронов будет поглощаться на резонансах, не достигая тепловой области, из-за величины резонансных интегралов ^{233}U . Следовательно, для большей термализации спектра необходимо уменьшить количество поглощений в резонансной области, т.е. увеличить вероятность избежать резонансного захвата. Поэтому будем выбирать уровень обогащения из области низкого, но достаточного для компенсации отравления и отрицательных температурных эффектов. В тепловой области сечение деления ^{233}U ниже сечения деления ^{235}U и составляют 537,45 и 590,64 барн, соответственно, при 0,0253 эВ.

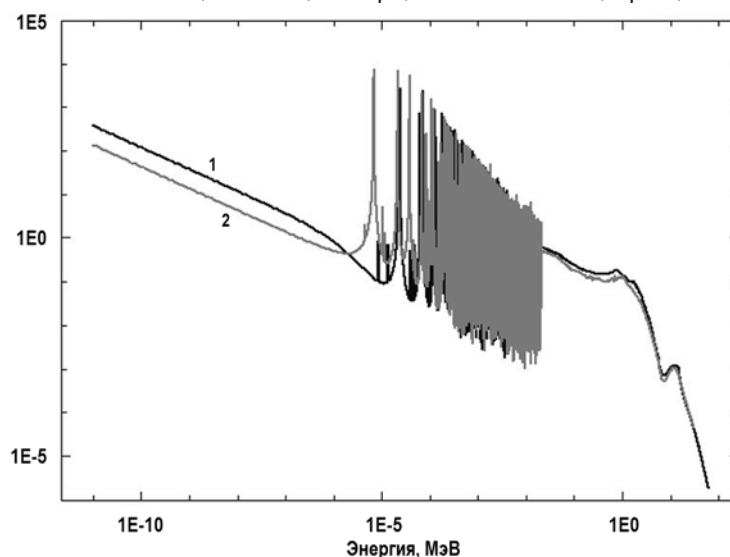


Рис. 2. Сечения поглощения ^{232}Th (1) и ^{238}U (2) во всем энергетическом спектре

Рассмотрим нейтронные сечения ^{232}Th и ^{238}U . Из данных, представленных на рис. 2 видно, что в быстрой области спектра сечение поглощения ^{232}Th незначительно превышает значение сечения ^{238}U , что не приводит к существенным различиям в скоростях поглощения. В резонансной области имеются сильные различия. У ^{238}U в нижней части области имеются сильные резонансы. Таким образом, истинный резонансный интеграл поглощения ^{238}U превысил интеграл поглощения ^{232}Th в три раза. Значения резонансного интеграла радиационного захвата составляет: 275,3 барна для ^{238}U и 84,2 барна для ^{232}Th .

В связи с этим, при переходе от ^{238}U на ^{232}Th количество поглощений в резонансной области уменьшается, увеличивая вероятность избежать резонансного захвата. Спектр термализуется значительно лучше. Частично этот эффект нивелируется за счет разности радиационных высот и ширин резонансов. Вследствие этого блокировка уровней и резонансная самоэкранировка у ^{232}Th проявляется слабее. Эффективный резонансный интеграл ^{232}Th за счет проявления гетерогенных эффектов самоэкранировки блокируется меньше, чем интеграл ^{238}U . Отношение интегралов снижается по сравнению с отношением истинных значений.

При переходе на топливо, содержащее ^{232}Th и ^{233}U , общее количество поглощений на резонансах промежуточной области увеличивается, но большая часть поглощений

приходится на ^{233}U , что не выводит нейтрон из цикла. Таким образом, это благоприятно сказывается на балансе нейтронов, нивелируя эффект резонансного поглощения на сырьевом материале. При определенных компоновках активной зоны и обогащении возможно добиться положительного нейтронного баланса непосредственно в резонансной части спектра.

КОНСТРУКЦИОННЫЕ РЕШЕНИЯ

Для реализации реактора-размножителя на тепловых нейтронах необходимо достижение наилучшего нейтронного баланса за счет уменьшения вредного поглощения на конструкционных материалах, замедлителе и теплоносителе. Использование воды в качестве замедлителя или теплоносителя делает невозможным получение величины эффективного коэффициента размножения больше единицы при оптимизации решетки по коэффициенту воспроизводства за счет поглощения нейтронов на водороде. Поэтому в качестве замедлителя и теплоносителя рассмотрим ^{16}O , ^{12}C и ^2D . Использование графита в качестве замедлителя приведет к увеличению размеров активной зоны вследствие малого значения приращения летаргии рассеяния. Такое конструктивное решение рассматривать не будем. На роль замедлителя подойдет тяжелая вода либо раствор тяжелой воды и обычной. В качестве теплоносителя возможно использование углекислого газа под давлением, продуваемого по отдельным каналам, в которых размещены твэлы. Такое решение усложняет конструкцию. Рассмотрим простую решетку тяжеловодного реактора, характеризуемую по типу замедлитель-теплоноситель [21 – 23].

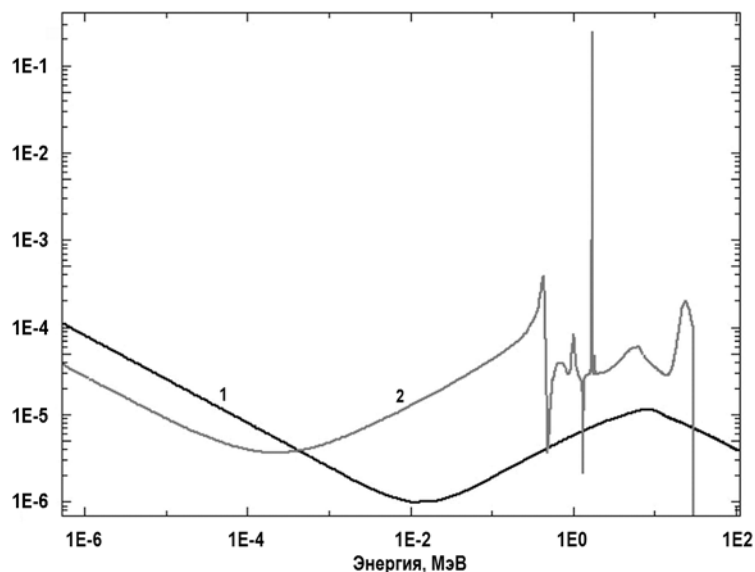


Рис. 3. Сечения поглощения ^2D (1) и ^{16}O (2) во всем энергетическом спектре

Молекула воды состоит из двух атомов ^2D и одного атома ^{16}O . Сечения поглощения нуклидов представлены на рис. 3. Как видно, сечения поглощения дейтерия и кислорода во всей части спектра малы, что практически не приводит к ухудшению нейтронного баланса. В быстрой области у кислорода, вследствие большей атомной массы элемента в сравнении с дейтерием, наблюдаются небольшие резонансы. Таким образом, единственное влияние на изменение спектра оказывает резонанс в области 1 МэВ, немного обедняя нейтронный спектр в данной области. Следовательно, сечение поглощения нейтронов у тяжелой воды мало, что позволяет добиться хорошего нейтронного баланса.

Переходя на ^{232}Th и ^{233}U , реализация бридера возможна как в тепловой области, так и в надтепловой резонансной. Однако величина максимально-реализуемого коэффици-

ента воспроизводства больше для реактора с тепловым спектром. Но создание более мягкого спектра в условиях разреженной решетки с тяжеловодным замедлителем является экономически невыгодным. Следовательно, в данном случае необходима более тесная решетка с жестким спектром. При этом нужно уменьшить значение эффективного коэффициента размножения и одновременно с этим уменьшить требуемое количество тяжелой воды. Из этих соображений были проведены расчеты для ТВС бесконечных размеров с характеристиками, приведенными в табл. 1.

Таблица 1

Характеристики расчетной модели бесконечной ТВС

Обогащение по ^{233}U , %	Диаметр твэла, мм	Шаг решетки, мм	Замедлитель	Теплоноситель
1,55	10	16 – 30	Тяжелая вода	

Подчеркнём, что значения, приведенные в табл. 1, получены на основании предварительного расчета. Значение обогащения топлива по ^{233}U было принято равным 1,55% как минимально допустимое для создания критичности с учетом компенсации температурных эффектов и отравления на начальном этапе.

РАСЧЕТНАЯ МОДЕЛЬ

Проведем расчёт эффективного коэффициента размножения K_{eff} и коэффициента воспроизводства КВ от шага решетки (методика расчета описана ниже), и определим их оптимальные значения. Результаты моделирования представлены на рис. 4.

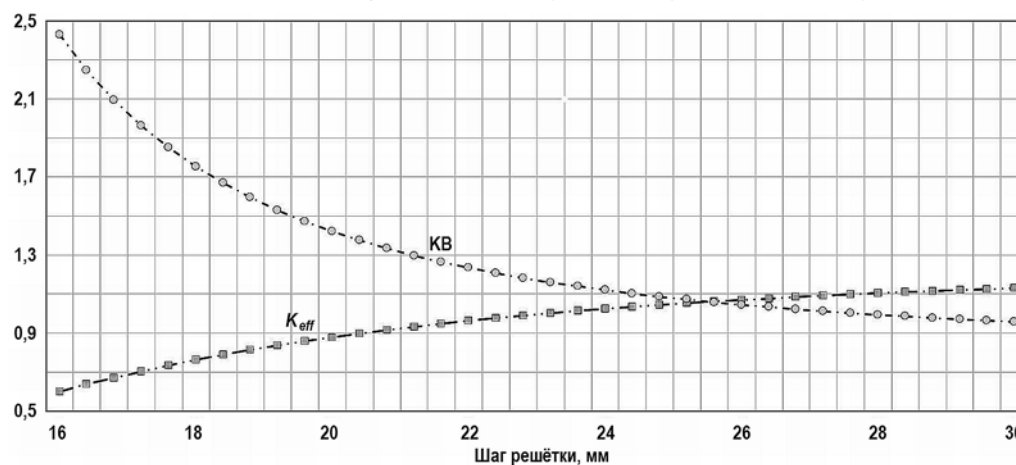


Рис. 4. Зависимость K_{eff} и КВ в бесконечной ТВС от шага решетки

На основании результатов расчетов выберем шаг решетки, соответствующий оптимальному значению эффективного коэффициента размножения и коэффициента воспроизводства. Таким образом, из соображений оптимизации, для дальнейших расчетов шаг решетки примем равным 25 мм.

Далее был проведен нейтронно-физический расчет бесконечной ТВС, определены эффективный коэффициент размножения и коэффициент воспроизводства в холодном и горячем состояниях. Нейтронный спектр был разбит на 26 групп. Первая группа соответствовала энергиям 10,5 – 6,5 МэВ, а двадцать шестая тепловая – действующей температуре нейтронного газа в ТВС данной конфигурации и обогащению топлива, а именно – 0,037 эВ. Подготовка констант проводилась с учетом гетерогенных резонансных эффектов блокировки и самоэкранировки [24]. Многогрупповым методом был определен действующий спектр нейтронов в реакторе, в холодном и горячем состояниях. На

основе найденного нейтронного потока были определены эффективный коэффициент размножения и коэффициент воспроизводства по аддитивным формулам. Спектр нейтронов был найден из многогруппового уравнения диффузии:

$$\begin{aligned} \Phi_1 &= \chi_1 / \Sigma_{\text{в}1}, \\ \Phi_2 &= (\chi_2 + \Phi_1 \Sigma_s^{1 \rightarrow 2}) / \Sigma_{\text{в}2}, \\ &\dots \\ \Phi_{26} &= \Phi_{25} \Sigma_s^{25 \rightarrow 26} / \Sigma_{\text{в}26}. \end{aligned}$$

Получены плотности потоков по спектру для холодного и горячего состояний. Результаты расчетов действующего спектра представлены на рис. 5.

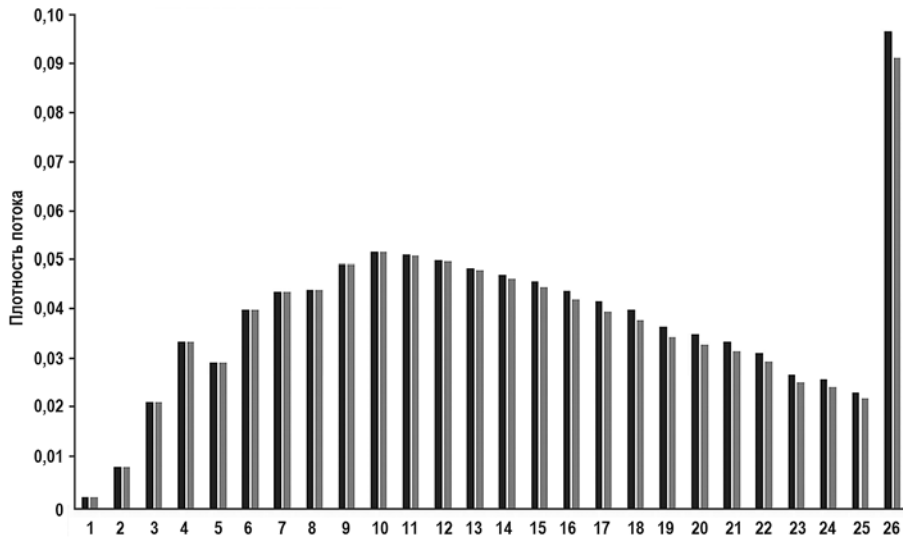


Рис. 5. Установившийся спектр для бесконечной ТВС в холодном и горячем состояниях (чёрный – горячее состояние, серый – холодное)

Различие спектров в холодном и горячем состояниях обуславливается отрицательными ядерными эффектами реактивности, в частности, доплеровским уширением резонансов. Следствие данного эффекта – увеличение поглощения на резонансах. Это влечет депрессию потока в данной энергетической области. Суммарная часть термализованных нейтронов в горячем состоянии уменьшается, т.е. уменьшается вероятность избежать резонансного поглощения.

Эффективный коэффициент размножения и коэффициент воспроизводства определены по аддитивным формулам на основе полученного действующего спектра. От интегрирования по всему энергетическом спектру, представленному в реакторе, переходим к суммированию ряда, основанного на 26-групповом приближении:

$$\begin{aligned} K_{\text{eff}} &= \int_0^{\infty} \Phi(E) \nu(E) \Sigma_f(E) dE / \int_0^{\infty} \Phi(E) \Sigma_a(E) dE = \sum_{i=1}^{26} \Phi^i \nu^i \Sigma_f^i / \sum_{i=1}^{26} \Phi^i \Sigma_a^i, \\ \text{KB} &= \int_0^{\infty} \Phi(E) \Sigma_{\text{aTh}}(E) dE / \int_0^{\infty} \Phi(E) \Sigma_{\text{aU}}(E) dE = \sum_{i=1}^{26} \Phi^i \Sigma_{\text{aTh}}^i / \sum_{i=1}^{26} \Phi^i \Sigma_{\text{aU}}^i. \end{aligned}$$

Расчеты проведены для холодного и горячего состояний. Результаты представлены в табл. 2.

При расчете под горячим состоянием подразумевался выход на полную мощность. Были учтены температурные эффекты реактивности и отравление. При расчете горяче-

го состояния средняя температура по твэлам была принята равной 1000°C; для холодного состояния средняя температура по твэлам принималась 27°C, т.е. на уровне комнатной температуры. Падение эффективного коэффициента размножения K_{eff} при выходе на номинальную мощность объясняется отрицательными эффектами реактивности: ксеноновым отравлением, самариевым отравлением, плотностным эффектом реактивности, ядерным резонансным Доплер-эффектом.

Таблица 2

Эффективный коэффициент размножения и коэффициент воспроизводства бесконечной ТВС в холодном и горячем состояниях

Состояние	K_{eff}	KB
Холодное	1,0862	1,0002
Горячее	1,0019	1,1263

Ключевым является уширение резонансных пиков, т.е. ядерный резонансный Доплер-эффект. Уширение резонансов влечет увеличение поглощение на ядрах ^{232}Th . Это ухудшает нейтронный баланс и уменьшает эффективный коэффициент размножения. Однако увеличение поглощения на резонансах воспроизводящего материала ^{232}Th влечет увеличение коэффициента воспроизводства. После выхода на номинальную мощность с коэффициентом воспроизводства больше единицы отсутствие запаса реактивности позволяет продолжить кампанию, поскольку ядерная концентрация ^{233}U начнет увеличиваться. Это повлечет рост эффективного коэффициента размножения, и, следовательно, запаса реактивности.

Большая часть делений протекает в тепловой области. Также значимая часть делений происходит в нижней части резонансной области. Это объясняется наличием сильных резонансов и относительно малым эффектом блокировки резонансных уровней и эффектом самоэкранировки. Основное поглощение на ядрах ^{232}Th , и, следовательно, формирование коэффициента воспроизводства, происходит в тепловой области. Заметный вклад в поглощение вносит резонансная область, а именно центральная и нижняя части резонансной области. Имеются особенности расположения резонансных уровней – у ^{233}U сильные резонансы расположены в более нижней части спектра, что соответствует более высоким энергетическим группам, а наибольшие резонансы ^{232}Th расположены выше по энергетическому спектру. Это соответствует более низким энергетическим группам. Таким образом, с девятой по девятнадцатую энергетическую группы наблюдается преимущественно поглощение на резонансах ^{232}Th , а в группах с двадцатой по двадцать третью – сильное поглощение на резонансах деления ^{233}U . Эффективный коэффициент размножения в промежуточной (резонансной) области оказывается больше единицы благодаря сильным резонансам делений ^{233}U , компенсируя потерю нейтронов на резонансах ^{232}Th .

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Изменение нуклидного состава топлива во времени описывается системой дифференциальных уравнений:

$$\begin{aligned} dN_U/dt &= -\Phi(r)\langle\sigma_{aU}\rangle N_U + \lambda_{Pa}N_{Pa}, \\ dN_{Th}/dt &= -\Phi(r)\langle\sigma_{aTh}\rangle N_{Th}, \\ dN_{Pa}/dt &= \Phi(r)\langle\sigma_{aTh}\rangle N_{Th} - \lambda_{Pa}N_{Pa} - \Phi(r)\langle\sigma_{aPa}\rangle N_{Pa} \end{aligned}$$

где в качестве сечения поглощения принимается усредненное по действующему спектру сечение поглощения

$$\langle\sigma_a\rangle = \Phi^i \sigma_a^i.$$

Для удобства вычислений сведем все к безразмерной величине

$$dz = \Phi(r) \cdot 10^{24} \cdot dt.$$

Решением системы дифференциальных уравнений является система

$$N_U = [\lambda_{Pa} / (\Phi(r) \cdot 10^{-24} \cdot \langle \sigma_{aU} \rangle)] \cdot N_{Pa} [1 - \exp(-\langle \sigma_{aU} \rangle z)] + N_{0U} \exp(-\langle \sigma_{aU} \rangle z),$$

$$N_{Th} = N_{0Th} \cdot \exp(-\langle \sigma_{aTh} \rangle z),$$

$$N_{Pa} = \{ \langle \sigma_{aTh} \rangle / [\langle \sigma_{aPa} \rangle + \lambda_{Pa} / (\Phi(r) \cdot 10^{-24})] \} N_{Th} \{ 1 - \exp[-(\langle \sigma_{aPa} \rangle + \lambda_{Pa} / (\Phi(r) \cdot 10^{-24})) z] \} + N_{0Pa} \cdot \exp[-\langle \sigma_{aPa} \rangle + \lambda_{Pa} / (\Phi(r) \cdot 10^{-24}) z].$$

Расчет проведен итерационным методом, временной интервал разбит на промежутки. В качестве промежутка принималось время изменения нуклидного состава топлива. По рассчитанным данным за временной интервал происходит переподготовка констант, резонансных сечений. Рассчитывается действующий нейтронный поток, пересчитываются усредненные по спектру сечения.

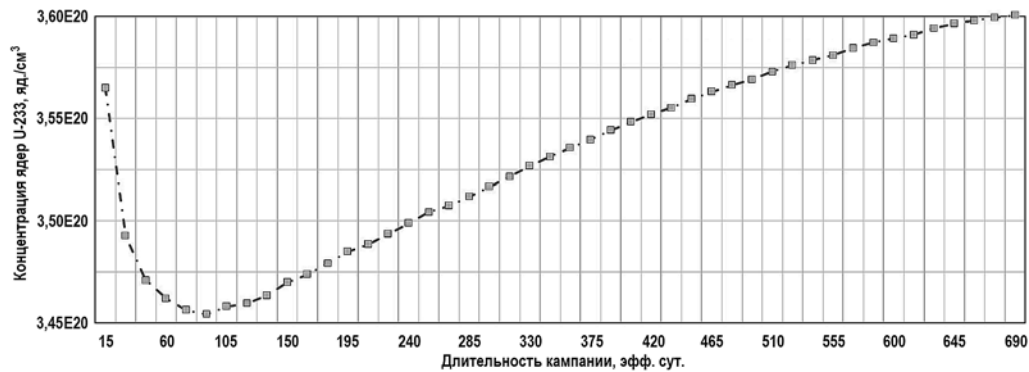
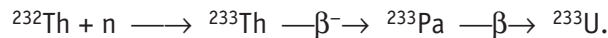


Рис. 6. Изменение концентрации ^{233}U в ходе кампании

На рисунке б представлено изменение содержания ^{233}U в ходе двухгодичной кампании при среднем радиальном потоке 10^{14} нейтронов/с.

Изменение концентрации ^{233}U можно охарактеризовать следующим образом: несмотря на значения коэффициента воспроизводства выше единицы на начало кампании, наблюдается резкое уменьшение содержания ^{233}U . После достижения функции ее минимума, концентрация ^{233}U возвращается на прежний уровень и продолжает расти. Такой характер зависимости объясняется свойствами промежуточного изотопа ^{233}Pa в цепочке распада



Несмотря на превышение скорости выгорания ^{232}Th по сравнению с ^{233}U в начале кампании, наблюдается провал концентрации ^{233}U . Такая особенность связана с относительно долгим периодом полураспада ^{233}Pa , составляющим $T_{1/2} = 27,4$ сут, а также с непосредственным накоплением самого нуклида ^{233}Pa .

В начальный момент кампании наблюдается резкий рост концентрации ^{233}Pa с дальнейшим выходом на стационар. Величину концентрации в стационарном состоянии определяют два фактора: нейтронный уровень мощности (нейтронный поток) и величина коэффициента воспроизводства. Так, полагая, что нейтронный поток в течение всей кампании поддерживается на одном уровне, дальнейший небольшой спад ^{233}Pa обуславливается уменьшением коэффициента воспроизводства в течение кампании. Таким образом, до выхода на стационар ^{233}Pa преимущественно накапливается, распадаясь с меньшей скоростью. Это не компенсирует на начальных этапах кампании убыли ^{233}U . После выхода на стационар скорости образования и распада ^{233}Pa становятся одина-

ковыми. При этом скорость образования ^{233}U возрастает. Этот процесс начинает компенсировать убыль ^{233}U с дальнейшим его накоплением. Начальный участок провала концентрации ^{233}U (рис. 6) с выходом на прежний уровень и последующим ростом характеризует протактиниевый эффект (выбег). Величина протактиниевого выбега совпадает во времени с выходом ^{233}Pa , таким образом, начальный провал концентрации ^{233}U можно уменьшить, увеличив нейтронный поток. Причина проявления протактиниевого эффекта связана с относительно большим периодом полураспада этого нуклида. После уменьшения коэффициента воспроизводства и соответствующего меньшего уровня стационара для ^{233}Pa наблюдается его спад. Это сказывается на характере накопления ^{233}U , после протактиниевого выбега наблюдается рост скорости накопления, что характеризуется выпуклостью кривой. После снижения концентрации ^{233}Pa и отклонения от стационара, наблюдается уменьшение скорости накопления ^{233}U , что характеризуется уменьшением выпуклости кривой.

Итерационным методом на каждом шаге переопределялся нейтронный спектр, проводилась переподготовка констант и пересчет эффективного коэффициента размножения и коэффициента воспроизводства. Их изменение во времени представлены на рис. 7, 8.

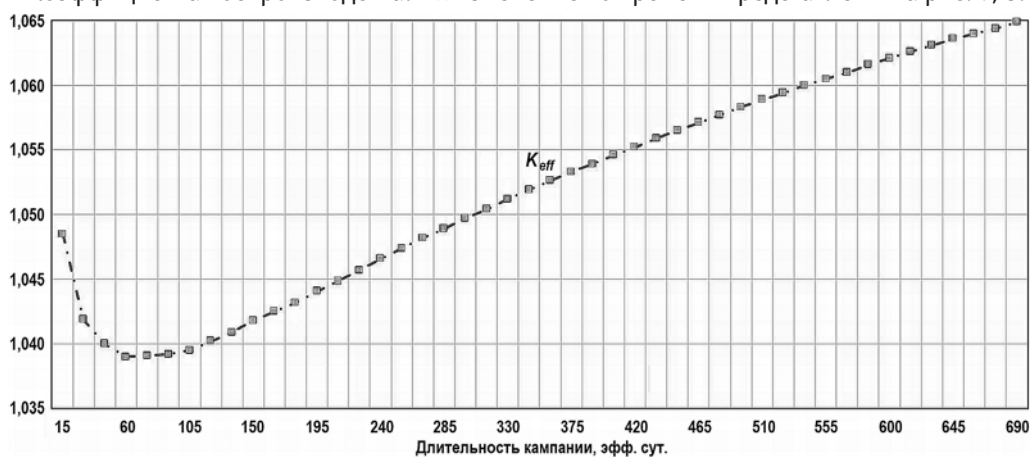


Рис. 7. Изменение эффективного коэффициента размножения в течение кампании

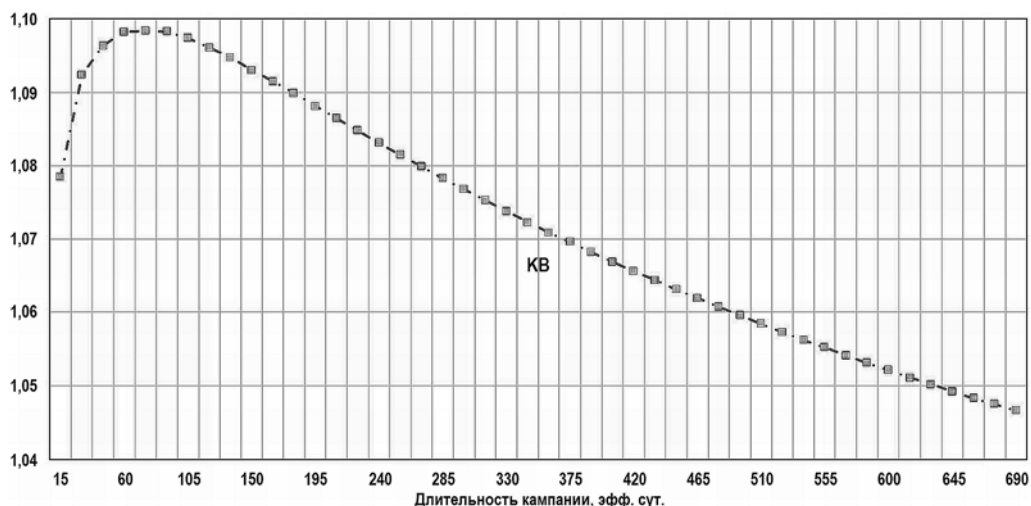


Рис. 8. Изменение коэффициента воспроизводства в течение кампании

Получена зависимость эффективного коэффициента размножения от времени и продемонстрировано изменение в течение кампании. Основной характер кривой эффектив-

ного коэффициента размножения определяется кривой изменения концентрации ^{233}U . На начальном этапе наблюдается провал реактивности. Этот провал обуславливается протактиниевой ямой, а также зависит от плотности нейтронного потока. Провал реактивности менее выражен, чем протактиниевая яма, так как убыль реактивности частично компенсируется непрерывным выгоранием ^{232}Th . Во второй части кривой, в отличие от кривой изменения ^{233}U , локального максимума не наблюдается. Этот факт также обусловлен убылью тория. Таким образом, непрерывная большая убыль ^{232}Th компенсирует потерю эффективного коэффициента размножения, и он продолжает расти, но с меньшей скоростью.

Рассмотрим характер изменения коэффициента воспроизводства. Так же как в случае и с кривой эффективного коэффициента размножения, основной характер зависимости определяется кривой изменения концентрации ^{233}U . В начальный момент времени, соответствующий протактиниевой яме, наблюдается локальный максимум коэффициента воспроизводства, так как относительно поглощения на ^{232}Th он возрастает в связи с наименьшей концентрацией ^{233}U . Далее убыль ^{232}Th в течение всей кампании, а также накопление ^{233}U способствуют уменьшению коэффициента воспроизводства с постепенно увеличивающейся скоростью.

ВЫВОДЫ

1. Продемонстрирована возможность реализации реактора-размножителя на тепловых нейтронах с тяжеловодным замедлителем и теплоносителем. Проанализирована двухгодичная кампания.

2. Получен характер изменения нуклидного состава во времени. Продемонстрирована наработка ^{233}U , превышающая начальную загрузку. Установлена необходимость учёта концентрации накопленного ^{233}Pa , который после останова реактора и выгрузки в бассейны выдержки, распадется в ^{233}U . Это обстоятельство увеличивает суммарное количество наработанного ^{233}U .

3. Перспективна оптимизация и увеличение наработки топлива путем повышения нейтронного потока, а также введения системы спектрального регулирования с помощью создания раствора воды и тяжелой воды. Система спектрального регулирования обеспечит поддержание неизменного уровня воспроизводства, компенсируя наработанный запас реактивности, переводя эффективный коэффициент размножения в коэффициент воспроизводства.

Литература

1. Uranium 2020: Resources, Production and Demand: Technical report. Nuclear Energy Agency Organisation for Economic Co-Operation and Development (2020). Электронный ресурс: <https://oecd-nea.org/upload/docs/application/pdf/2020> (дата доступа 02.07.2022).

2. Зверев Д.Л., Самойлов О.Б., Романов А.И., Панов А.И., Фальков А.А., Шолин Е.В., Зотов С.А. Топливо для ВВЭР и PWR. Современное состояние и перспективы. // Атомная энергия. – 2020. – Т. 129. – Вып. 2. – С. 63-65. Электронный ресурс: <http://j-atomicenergy.ru/index.php/ae/article/view/3437> (дата доступа 02.07.2022).

3. Calculation of the isotopic composition, crosssections and fluxes for a typical PWR-cell loaded with (PU-Th) O_2 -fuel, as a function of the fuel burnup. – IAEA Report, 1996.

4. Маршалкин В.Е., Пovyшев В.М. Расширенное воспроизводство ^{233}U в торий-урановом топливном цикле в реакторах типа ВВЭР с использованием тяжелой воды. // ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов. – 2013. – Вып. 3. – С. 12-29.

5. Маршалкин В.Е., Пovyшев В.М. Утилизация энергетического плутония и высокообогащенного урана с наработкой изотопа ^{233}U в реакторах типа ВВЭР с использованием тория и тяжелой воды. // ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов. – 2014. – Вып. 3. – С. 42-60.

6. Юрова Л.Н., Поляков А.А., Рухло В.П. и др. Исследование возможностей накопления ^{233}U в реакторах типа ВВЭР при минимальном образовании ^{232}U . // Атомная Энергия. – 1978. – Т. 45. – № 1. – С. 20-24. Электронный ресурс: http://elib.biblioatom.ru/text/atomnaya-energiya_t45-1_1978/go,20/ (дата доступа 02.07.2022).
7. Маршалкин В.Е. Концепция замкнутого торий-уран-плутониевого топливного цикла ядерной энергетике. // ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов. – 2018. – Вып. 4. – С. 5-28.
8. Маршалкин В.Е., Повышев В.М., Трутнев Ю.А. Целесообразность использования избыточных количеств оружейного урана и плутония и энергетического плутония для перевода тепловых реакторов на замкнутый торий-урановый топливный цикл. // ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов. – 2019. – Вып. 4. – С. 43-60.
9. Reda S.M., Goma I.M., Bashter I.I., Amin E.A. Neutronic Performance of the VVER-1000 Reactor Using Thorium Fuel with ENDF Library. // Science and Technology of Nuclear Installations. – 2021. – Vol. 4. – PP. 1–9. DOI: <https://doi.org/10.1155/2021/8838097>.
10. Marshalkin V.E., Povyshhev V.M. Breeding of ^{233}U in the Thorium-Uranium Fuel Cycle in VVER Reactor Using Heavy Water. // Physics of Atomic Nuclei. – 2015. – Vol. 78. – No. 11. – PP. 1274-1286. DOI: <https://doi.org/10.1134/S1063778815110113>.
11. Маршалкин В.Е., Повышев В.М. Способ эксплуатации ядерного реактора в ториевом топливном цикле с расширенным воспроизводством изотопа ^{233}U . // Изобретения. Полезные модели. – 2015. – № 5. – С. 1-20. – Пат. 2541516 РФ. – МПК G21C1/00.
12. Marshalkin V.E., Povyshhev V.M. Utilization of Non-Weapons-Grade Plutonium and Highly Uranium with Breeding of the ^{233}U Isotope in the VVER Reactors Using Thorium and Heavy Water. // Physics of Atomic Nuclei. – 2015. – Vol. 78. – No. 11. – PP. 1287-1300. DOI: <https://doi.org/10.1134/S1063778815110125>.
13. Маршалкин В.Е., Повышев В.М. Способ эксплуатации ядерного реактора в уран-ториевом топливном цикле с наработкой изотопа ^{233}U . // Изобретения. Полезные модели. – 2017. – № 14. – С. 1-20. – Пат. 2619599 РФ. – МПК G21C1/00.
14. Marshalkin V.E., Povyshhev V.M. On the Equilibrium Isotopic Composition of the Thorium-Uranium-Plutonium Fuel Cycle. // Physics of Atomic Nuclei. – 2016. – Vol. 79. – No. 8. – PP. 1290-1297. DOI: <https://doi.org/10.1134/S1063778816080135>.
15. Пономарев-Степной Н.Н. и др. Легководный ториевый реактор ВВЭР-Т. // Атомная энергия. – 1998. – Т. 85. – Вып. 4. – С. 263-277. Электронный ресурс: <http://j-atomicenergy.ru/index.php/ae/issue/view/334> (дата доступа 02.07.2022).
16. Маршалкин В.Е., Повышев В.М. Естественная трансмутация актиноидов реакцией деления в замкнутом торий-уран-плутониевом топливном цикле. // ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов. – 2016. – Вып. 4. – С. 64-75.
17. Маршалкин В.Е., Повышев В.М. Делящиеся материалы второго поколения в ядерной энергетике. // ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов. – 2017. – Вып. 4. – С. 54-75.
18. Маршалкин В.Е., Повышев В.М. Способ эксплуатации ядерного реактора в ториевом топливном цикле с наработкой изотопа урана ^{233}U . // Изобретения. Полезные модели. – 2017. – № 31. – С. 1-20. – Пат. 2634476 РФ, МПК G21C1/00.
19. Alvarez R. Thorium Reactors: Their Backers Overstate the Benefits. Nuclear information and resource service. – 2014. Электронный ресурс: <https://www.nirs.org/wp-content/uploads/factsheets/th> (дата доступа 02.07.2022).
20. Thorium-based nuclear fuel: current status and perspectives. – Vienna: IAEA, 1987, 164 p. (IAEA-TECDOC-412). Электронный ресурс: <https://inis.iaea.org/collection/NCLCollectionStore/> (дата доступа 02.07.2022).
21. Абагян Л.П., Базазянц Н.О., Николаев М.Н., Цибуля А.М. Групповые константы для расчета реакторов и защиты. – М.: Энергоиздат, 1981. – 232 с.
22. Мантуров Г.Н., Николаев М.Н., Цибуля А.М. Система групповых констант БНАБ-93. Часть 1. Ядерные константы для расчета нейтронных и фотонных полей излучений. // ВАНТ. Сер. Ядерные константы. – 1996. – Вып. 1. – С. 59.
23. Шаманин И.В., Чертков Ю.Б., Беденко С.В. Ториевая реакторная установка малой

мощности, работающая в сверхдлинной кампании. // Известия вузов. Ядерная энергетика. – 2016. – No. 2. – PP. 121-132. DOI: <https://doi.org/10.26583/npe.2016.2.12>.
24. Sylvain D., Elisabeth H., Herve N. Thorium-uranium nuclear fuel cycle. // Euro-Physics News. – 2007. – Vol. 38. – No. 2 – PP. 24-27. DOI: <https://doi.org/10.1051/EPN:2007007>.

Поступила в редакцию 06.07.2022 г.

Авторы

Исанов Кирилл Алексеевич, стажер-исследователь, студент
E-mail: isanov_kirill@mail.ru

Егоров Михаил Юрьевич, руководитель группы, доцент, канд. техн. наук
E-mail: mikhail.yu.egorov@gmail.com

UDC 621.039.574.5

HEAVY-WATER THORIUM-URANIUM THERMAL-NEUTRONS BREEDER REACTOR

Isanov K.A.*, Egorov M.Yu.*, **

* St. Petersburg State University of Aerospace Instrumentation
67 Bolshaya Morskaya Str., 190000 Saint Petersburg, Russia

** Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University
29 Polytechnicheskaya Str., 195251 Saint Petersburg, Russia

ABSTRACT

The problem of the natural uranium reserve depletion and further transition to a uranium-thorium fuel cycle are analyzed. Breeding options and breeder reactor versions are presented.

A concept is proposed and considered for a thorium-uranium thermal-neutron breeder reactor. The thermal breeder design philosophy is described. A neutronic calculation of an infinite fuel assembly model has been undertaken. The FA layout has been optimized.

The effective multiplication factor and the breeding ratio, as well as the active spectrum have been determined by multigroup method. The peculiarities of the nuclide composition change, inherent in a thorium-uranium fuel cycle, are considered. The protactinium effect is discussed.

The change in the nuclide composition for a two-year life (720 effective days) has been simulated. The lifetime change in the effective multiplication factor and the breeding ratio has been determined.

Prospects for the thorium-uranium breeder implementation have been formulated. A thorium-uranium thermal-neutron breeder and fuel breeding have been shown to be feasible.

Key words: thorium-uranium fuel cycle, breeding, thermal breeder reactor, protactinium pit, breeding ratio, nuclide composition change, fuel production.

Isanov K.A., Egorov M.Yu. Heavy-Water Thorium-Uranium Thermal-Neutrons Breeder Reactor. *Izvestiya vuzov. Yadernaya Energetika*. 2022, no. 4, pp. 5-18; DOI: <https://doi.org/10.26583/npe.2022.4.01> (in Russian).

REFERENCES

1. Uranium 2020: Resources, production and demand: Technical report (2020) Nuclear

Energy Agency Organisation for Economic Co-Operation and Development Available at: <https://oecd-nea.org/upload/docs/application/pdf/2020> (accessed Jul. 02, 2022).

2. Zverev D.L., Samoiloov O.B., Romanov A.I., Panov V.A., Fal'kov A.A., Sholin E.V. & Zotov S.A. Fuel for VVER and PWR: Current Status and Prospects. *Atomic Energy*. 2020, v. 129, iss. 2, pp. 51-53; DOI: <https://doi.org/10.1007/s10512-021-00720-z>.

3. Calculation of the Isotopic Composition, Crosssections and Fluxes for a Typical PWR-Cell Loaded with (PU-Th) O₂-Fuel, as a Function of the Fuel Burnup. IAEA Report, 1996.

4. Marshalkin V.E., Povyshev V.M. Breeding of ²³³U in a Thorium-Uranium Fuel Cycle in VVER Reactors Employing Heavy Water. *VANT. Ser. Yadernye i Reaktornye Konstanty*. 2013, iss. 2, pp. 12-29 (in Russian).

5. Marshalkin V.E., Povyshev V.M. Utilization of Non-Weapon Plutonium and High-Enriched Uranium with ²³³U Isotope Production in VVER Type Reactors Using Thorium and Heavy Water. *VANT. Ser. Yadernye i Reaktornye Konstanty*. 2014, iss. 3, pp. 42-60 (in Russian).

6. Yurova L.N., Polyakov A.A., Rukhlo V.P., Titarenko Yu.E. & Bobrov S.A. Investigation into the Possibilities of ²³³U Accumulation in the VVER Type Reactors at Minimal Production of ²³²U. *Soviet Atomic Energy*. 1978, v. 45, pp. 674-678; DOI: <https://doi.org/10.1007/BF01120588>.

7. Marshalkin V.E. The Concept of Closed Thorium-Uranium-Plutonium Fuel Cycle in Nuclear Power Industry. *VANT. Ser. Yadernye i Reaktornye Konstanty*. 2018, iss. 4, pp. 5-28 (in Russian).

8. Marshalkin V.E., Povyshev V.M. The Expediency of Using Excess Amounts of Weapons-Grade Uranium and Plutonium and Power-Grade Plutonium to Transfer Thermal Reactors to a Closed Thorium-Uranium Fuel Cycle. *VANT. Ser. Yadernye i Reaktornye Konstanty*. 2019, iss. 4, pp. 43-60 (in Russian).

9. Reda S.M., Gomaa I.M., Bashter I.I., Amin E.A. Neutronic Performance of the VVER-1000 Reactor Using Thorium Fuel with ENDF Library. *Science and Technology of Nuclear Installations*. 2021, v. 4, pp. 1-9; DOI: <https://doi.org/10.1155/2021/8838097>.

10. Marshalkin V.E., Povyshev V.M. Breeding of ²³³U in the Thorium-Uranium Fuel Cycle in VVER Reactor Using Heavy Water. *Physics of Atomic Nuclei*. 2015, v. 78, no. 11, pp. 1274-1286; DOI: <https://doi.org/10.1134/S1063778815110113>.

11. Marshalkin V.E., Povyshev V.M. Method of Operating Nuclear Reactor in Thorium Fuel Cycle with Production of Uranium Isotope ²³³U. *Izobreteniya. Poleznye Modeli*. 2015, no. 5, pp. 1-20. – Pat. 2541516 RF (in Russian).

12. Marshalkin V.E., Povyshev V.M. Utilization of Non-Weapons-Grade Plutonium and Highly Uranium with Breeding of the ²³³U Isotope in the VVER Reactors Using Thorium and Heavy Water. *Physics of Atomic Nuclei*. 2015, v. 78, no. 11, pp. 1287-1300; DOI: <https://doi.org/10.1134/S1063778815110125>.

13. Marshalkin V.E., Povyshev V.M. Method of Operating a Nuclear Reactor in the Uranium-Thorium Fuel Cycle with the Production of the ²³³U Isotope. *Izobreteniya. Poleznye Modeli*. 2017, no. 14, pp. 1-20. Pat. 2619599 RF (in Russian).

14. Marshalkin V.E., Povyshev V.M. On the Equilibrium Isotopic Composition of the Thorium-Uranium-Plutonium Fuel Cycle. *Physics of Atomic Nuclei*. 2016, v. 79, no. 8, pp. 1290-1297; DOI: <https://doi.org/10.1134/S1063778816080135>.

15. Ponomarev-Stepnoj N.N., Lunin G.L., Ryazantsev E.P., Morozov A.G., Kuznetsov V.V., Kevrolev V.V. & Kuznetsov V.F. Light-Water Thorium Reactor VVER-T. *Atomic Energy*. 1998, v. 85, pp. 685-699; DOI: <https://doi.org/10.1007/BF02368690>.

16. Marshalkin V.E., Povyshev V.M. Natural Transmutation of Actinides by the Fission Reaction in the Closed Thorium-Uranium-Plutonium Fuel Cycle. *VANT. Ser. Yadernye i Reaktornye Konstanty*. 2016, iss. 4, pp. 64-75 (in Russian).

17. Marshalkin V.E., Povyshev V.M. The Second-Generation Fissile Materials in Nuclear Power Industry. *VANT. Ser. Yadernye i Reaktornye Konstanty*. 2017, iss. 4, pp. 54-75 (in Russian).

18. Marshalkin V.E., Povyshev V.M. Method of Operating a Nuclear Reactor in the Thorium

Fuel Cycle with the Production of the Uranium Isotope ^{233}U . *Izobreteniya. Poleznye Modeli*. 2017, no. 31, pp. 1-20. Pat. 2634476 RF (in Russian).

19. Alvarez R. Thorium Reactors: Their Backers Overstate the Benefits. Nuclear Information and Resource Service. 2014. Available at: <https://www.nirs.org/wp-content/uploads/factsheets/th>. (accessed Jul. 02, 2022).

20. *Thorium-Based Nuclear Fuel: Current Status and Perspectives*. Vienna: IAEA, 1987, 164 p. (IAEA-TECDOC-412). Available at: <https://inis.iaea.org/collection/NCLCollectionStore/> (accessed Jul. 02, 2022).

21. Abagyan L.P., Bazazyanc N.O., Nikolaev M.N., Cibulya A.M. *Group Constants for the Calculation of Reactors and Protection*. Moscow. Energoizdat Publ., 1981, 232 p. (in Russian).

22. Manturov G.N., Nikolaev M.N., Tsibulya A.M. System of Group Constants BNAB-93. Part 1. Nuclear Constants for Calculation of Neutron and Photon Radiation Fields. *VANT. Ser. Yadernye i Reaktornye Konstanty*. 1996, iss. 1, p. 59 (in Russian).

23. Shamanin I.V., Chertkov Yu.B., Bedenko S.V. Thorium-loaded Low-Power Reactor Installation Operated with Super-Long Fuel Residence Time. *Izvestiya vuzov. Yadernaya Energetika*. 2016, no. 2, pp. 121-132. DOI: <https://doi.org/10.26583/npe.2016.2.12> (in Russian).

24. Sylvain D., Elisabeth H., Herve N. Thorium-Uranium Nuclear Fuel Cycle. *Euro Physics News*. 2007, v. 38, no. 2, pp. 24-27; DOI: <https://doi.org/10.1051/EPN:2007007>.

Authors

Isanov Kirill Alekseevich, Trainee Researcher, Student

E-mail: isanov_kirill@mail.ru

Egorov Mikhail Yurievich, Head of Group, Associate Professor, Cand. Sci. (Engineering)

E-mail: mikhail.yu.egorov@gmail.com