

УДК 621.039.5

DOI 10.25205/2541-9447-2021-16-1-21-43

Гибридная «синтез-деление» реакторная установка на ториевом топливе с источником дополнительных термоядерных нейтронов

И. В. Шаманин¹, А. В. Аржанников², В. В. Приходько², В. М. Шмаков³
Д. Г. Модестов³, И. О. Луцик¹, С. Д. Полозков¹, С. В. Беденко¹

¹ *Национальный исследовательский Томский политехнический университет
Томск, Россия*

² *Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН
Новосибирск, Россия*

³ *Федеральное государственное унитарное предприятие
«Российский федеральный ядерный центр – Всероссийский научно-исследовательский
институт технической физики им. академика Е. И. Забабахина»
Снежинск, Россия*

Аннотация

В работе представлены результаты полномасштабного численного моделирования процессов, протекающих в гибридной «синтез-деление» реакторной установке на торийсодержащем топливе в условиях ее управления через источник термоядерных D-T нейтронов. Установка представляет собой комплекс, состоящий из активной зоны высокотемпературного газоохлаждаемого ядерного реактора и аксиально симметричного протяженного плазменного источника дополнительных термоядерных нейтронов, размещенного в приосевой области его активной зоны. Созданные в работе расчетные модели активной зоны (бланкета реактора) и плазменного генератора D-T нейтронов позволили провести исследование нейтронных характеристик установки в стационарном и импульсно-периодическом режимах работы. Результаты исследования дают основу для концептуального рассмотрения конструкции безопасного источника энергии на ториевом топливе, работающего в многолетнем рабочем цикле по гибридной «синтез-деление» схеме при эпитепловом спектре нейтронов.

Ключевые слова

гибридный «синтез-деление» реактор, торийсодержащее топливо, плазменный источник D-T нейтронов, импульсно-периодический режим работы, «волна» делений

Источник финансирования

Работа поддержана РФФИ, грант № 19-29-02005

Для цитирования

Шаманин И. В., Аржанников А. В., Приходько В. В., Шмаков В. М., Модестов Д. Г., Луцик И. О., Полозков С. Д., Беденко С. В. Гибридная «синтез-деление» реакторная установка на ториевом топливе с источником дополнительных термоядерных нейтронов // Сибирский физический журнал. 2021. Т. 16, № 1. С. 21–43. DOI 10.25205/2541-9447-2021-16-1-21-43

© И. В. Шаманин, А. В. Аржанников, В. В. Приходько, В. М. Шмаков,
Д. Г. Модестов, И. О. Луцик, С. Д. Полозков, С. В. Беденко, 2021

Hybrid “Fusion-Fission” Reactor Facility on Thorium Fuel with a Source of Additional Thermonuclear Neutrons

I. V. Shamanin¹, A. V. Arzhannikov², V. V. Prikhodko², V. M. Shmakov³
D. G. Modestov³, I. O. Lutsik¹, S. D. Polozkov¹, S. V. Bedenko¹

¹ National Research Tomsk Polytechnic University
Tomsk, Russian Federation

² Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS
Novosibirsk, Russian Federation

³ Federal State Unitary Enterprise “Russian Federal Nuclear Center –
Zababakhin All-Russia Research Institute of Technical Physics”
Snezhinsk, Russian Federation

Abstract

The results of full-scale numerical experiments of a hybrid thorium-containing fuel cell facility operating in a close-to-critical state due to a controlled source of fusion neutrons are discussed in this work. The facility under study was a complex consisting of two blocks. The first block was based on the concept of a high-temperature gas-cooled thorium reactor core. The second block was an axially symmetrical extended plasma generator of additional neutrons that was placed in the near-axial zone of the facility blanket. The calculated models of the blanket and the plasma generator of D-T neutrons created within the work allowed for research of the neutronic parameters of the facility in stationary and pulse-periodic operation modes. This research will make it possible to construct a safe facility and investigate the properties of thorium fuel, which can be continuously used in the epithermal spectrum of the considered hybrid fusion-fission reactor.

Keywords

hybrid “fusion-fission” reactor, thorium-containing fuel, plasma pulse-periodic generator, repetitively pulsed operation, “wave” fission

Funding

This research was supported by RFBR, project no. 19-29-02005

For citation

Shamanin I. V., Arzhannikov A. V., Prikhodko V. V., Shmakov V. M., Modestov D. G., Lutsik I. O., Polozkov S. D., Bedenko S. V. Hybrid “fusion-fission” reactor on thorium fuel with additional source of thermonuclear neutrons. *Siberian Journal of Physics*, 2021, vol. 16, no. 1, p. 21–43. (in Russ.) DOI 10.25205/2541-9447-2021-16-1-21-43

Введение

Высокотемпературный ториевый реактор со съемом тепловой энергии потоками гелия [1; 2] представляется авторам наиболее подходящим для применения в северных малонаселенных и труднодоступных регионах Российской Федерации. Для получения от такого реактора тепловой мощности на уровне 60 МВт плотность нейтронного потока в критической сборке активной зоны реактора должна составлять $(3-4) \times 10^{13} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ в стационарном режиме его работы (см. [1; 2]). Основная особенность выработки энергии с использованием ториевого топлива состоит в нехватке нейтронов на каждом цикле цепной ядерной реакции, что вынуждает привлекать источник дополнительных нейтронов, поступающих в бланкет реактора. Таким источником дополнительных нейтронов может служить процесс слияния тяжелых изотопов водорода (дейтерия и трития) в плазме при высокой температуре. Концепция такого гибридного «синтез-деление» реактора с топливной сборкой, аналогичной той, что описана в работах [1; 2], была предложена авторами в [3–6]. В этих работах рассматривается топливная сборка в подкритическом состоянии, в окрестности оси которой размещается источник термоядерных нейтронов с удельным выходом $\sim 10^{14} \text{ см}^{-1} \text{ с}^{-1}$. Характеристики такой установки применительно к ее использованию в качестве стенда для исследования характеристик ториевого топлива в длительном рабочем цикле бланкета были описаны в работах [5; 6].

В настоящей работе рассматриваются особенности пространственной кинетики процессов в гибридной «синтез-деление» установке при ее использовании в составе источника тепловой и электрической энергии. В этой установке необходимое энерговыделение обеспечивается blanketом с ториевым топливом. По оси этой топливной сборки проходит протяженный аксиально симметричный плазменный источник нейтронов (ПИН), которые генерируются при протекании термоядерных реакций в дейтерий-тритиевой плазме. Этот источник дополнительных нейтронов необходим для компенсации эффектов, связанных с отравлением blanketа во время старта установки, выгоранием ядерного топлива и шлакованием при длительной ее эксплуатации [7].

Инженерное решение по генератору термоядерных нейтронов базируется на возможности использования газодинамической магнитной ловушки (ГДЛ) для получения плазмы с параметрами, приемлемыми для протекания отмеченных термоядерных реакций. Данная концепция ПИН разработана в Институте ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН [8; 9]. В рамках этой концепции источник нейтронов с большой долей вероятности будет работать в импульсно-периодическом режиме. Но в случае использования ПИН в импульсно-периодическом режиме, физика процессов, протекающих в blanketе гибридной установки, может принципиально отличаться от физики этих процессов в случае непрерывного потока дополнительных нейтронов, как это ожидается при его генерации при бомбардировке мишени из тяжелых изотопов пучками протонов высоких энергий [10–16]. Принимая во внимание возможность использования ПИН в импульсно-периодическом режиме, приходим к необходимости проведения детального компьютерного моделирования временной динамики распределения по объему blanketа процесса деления ядер топлива и формирования пространственного распределения энерговыделения в нем. Прежде всего это моделирование необходимо для прогнозирования поведения энергетической установки во время ее пуска в работу. Но это моделирование также требуется и для анализа процесса ее длительной эксплуатации.

Существующие на сегодняшний день методики расчета физики подкритических ядерных систем основаны на модификации методов, разработанных ранее для расчета традиционных реакторов деления. В то же время особенность конструкции blanketа [3–6], дисперсная гетерогенная структура топливной компоненты [17], специфическая конструкция пространственно-распределенного источника нейтронов [8; 9] и режим его работы требуют дополнительного использования целого комплекса расчетных программных кодов. В этой работе мы объединили программные коды DOL [18], PRIZMA [19; 20] и SERPENT2.1.31 [20; 21] в единый расчетный инструмент, позволивший провести полномасштабные численные эксперименты, а именно: 1) создать плазменно-физическую модель ПИН на основе ГДЛ; 2) выполнить моделирование пространственно-временного распространения «волны» делений в blanketе установки с подпиткой нейтронами от ПИН, работающего в импульсно-периодическом и стационарном режиме; 3) выполнить нейтронно-физическую и теплофизическую оптимизацию blanketа установки; 4) настроить режим эксплуатации ПИН и всей установки для поддержания ее в околокритическом состоянии. Эти этапы компьютерного моделирования и нашли отражение в тексте данной статьи.

2. Схема установки и генерация нейтронов в плазме

2.1. Концептуальная схема гибридной энергетической установки и выбор кодов для моделирования процессов

Как следует из вышесказанного, гибридная энергетическая установка представляет собой комплекс, состоящий из двух составляющих его блоков. В основу первого блока, который является энергогенерирующей частью установки, положена топливная сборка высокотемпературной газоохлаждаемой ториевой реакторной установки малой мощности [1; 2].

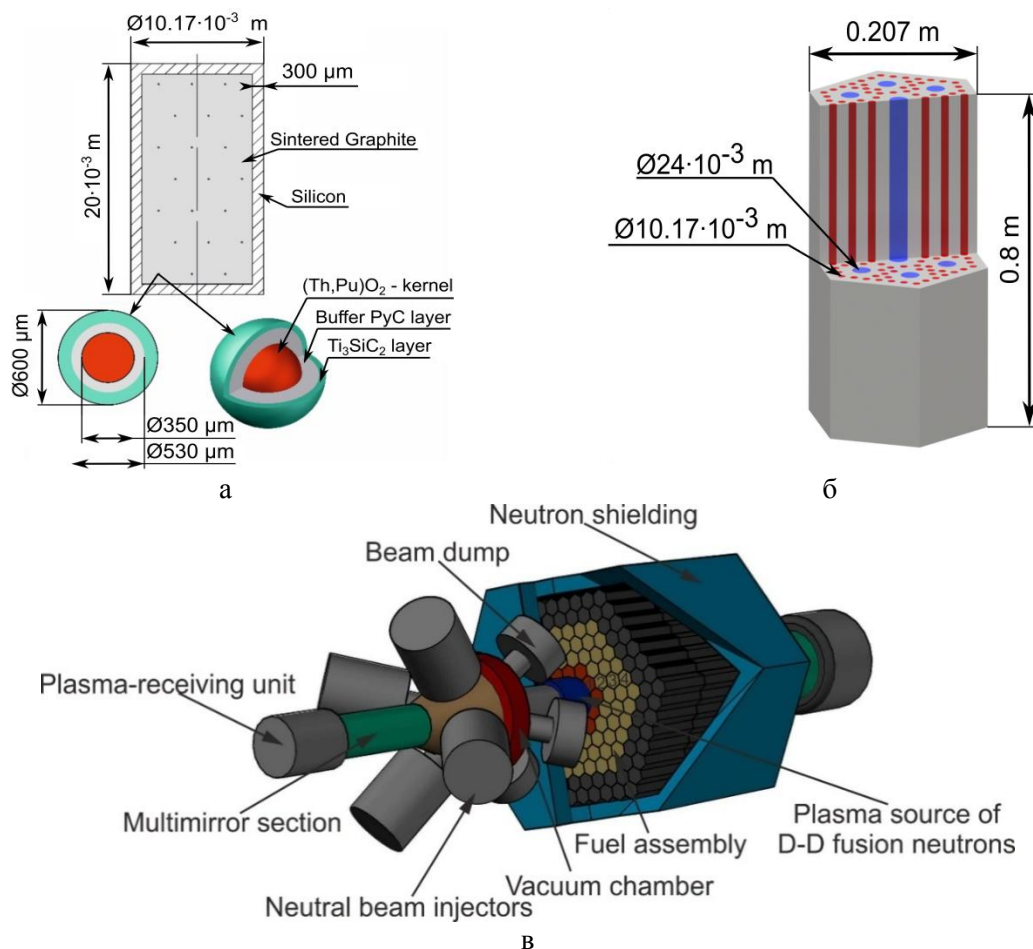


Рис. 1. Гибридная «синтез-деление» реакторная установка: а – топливная таблетка [2; 17]; б – графитовый топливный блок [1; 2]; в – схематическое изображение установки [3; 6]
 Fig. 1. Hybrid “fusion-fission” reactor facility:
 a – fuel pellet [2; 17]; b – graphite fuel block [1; 2]; c – facility scheme [3; 6]

Основная особенность энергогенерирующей части исследуемой гибридной установки состоит в том, что ее бланкет собирается из гексагональных графитовых блоков унифицированной конструкции. Геометрия такого блока представлена на рис. 1, б, красным цветом указаны каналы для топлива, синим – для гелия. При этом размеры бланкета и, следовательно, мощность и производительность установки можно варьировать в зависимости от потребности в энергопотреблении в каждом конкретном регионе. Во время работы энергетической установки с подпиткой бланкета термоядерными нейтронами из плазмы обеспечиваются условия его надежного удержания в подкритическом состоянии ($k_{\text{eff}} = 0,95$) или в состоянии, близком к критическому ($k_{\text{eff}} = 0,98-0,99$), что позволяет исключить целый класс наиболее тяжелых аварий, связанных с возникновением неконтролируемого процесса деления на мгновенных нейтронах. В такой установке, выключение плазменного источника нейтронов гарантировано переводит весь ее блок, генерирующий энергию, в глубокоподкритическое состояние ($k_{\text{eff}} < 0,95$).

В свою очередь, инженерное решение по генератору термоядерных нейтронов базируется на концепции использования ГДЛ для получения плазмы с параметрами, приемлемыми для протекания отмеченных термоядерных реакций [8; 9]. Таким образом, приосевой блок гибридной реакторной установки представляет собой цилиндрическую вакуумную камеру,

в которой магнитное поле удерживает высокотемпературную плазму в условиях протекания термоядерных реакций. К этой цилиндрической камере присоединена камера большого диаметра с пониженным магнитным полем, в которую инжектируются пучки высокоэнергетичных нейтральных атомов дейтерия и трития. Магнитное поле на этих двух участках вакуумной камеры, содержащих высокотемпературную плазму, обеспечивает термоизоляцию плазмы от стенок камеры в радиальном направлении. Термоизоляция плазмы вдоль силовых линий магнитного поля обеспечивается магнитными пробками и следующими за ними участками камеры с гофрированным магнитным полем, которые примыкают к обоим концам камеры с высокотемпературной плазмой. Суммарная длина двух участков камеры с высокотемпературной плазмой и примыкающих к ним двух участков с гофрированным магнитным полем составляет около 12 м. Цилиндрическая камера, предназначенная для генерации термоядерных нейтронов в приосевой области бланкета гибридного реактора, соответствует по диаметру и длине размерам приосевой области бланкета с ядерным топливом.

2.2. Плазменно-физическая модель источника термоядерных нейтронов, оптимизационные расчеты по их генерации

Ранее в Институте ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН был разработан программный код DOL [18], предназначенный для моделирования параметров плазмы в длинных открытых магнитных ловушках, который был верифицирован в сопоставлении с экспериментальными данными, полученными на установке ГДЛ [8]. Исходя из этого обстоятельства, данный код выбран нами в качестве расчетного инструмента при создании плазменно-физической модели ПИН на основе осесимметричной зеркальной ловушки с неравновесной плазмой в условиях ее применения в составе гибридной «синтез-деление» энергетической установки. Вообще говоря, в качестве отправной точки при рассмотрении ядерной энергетической установки мы взяли распределение индукции магнитного поля, которое было использовано в предложении по созданию стенда для исследования ториевого топлива (см. [6]). Это распределение индукции $B(z)$ вдоль оси симметрии магнитной ловушки Z представлено на рис. 2 под номером v1. Там же представлены другие профили $B(z)$, использованные в данной работе, а также полученное в расчетах относительное распределение удельного выхода нейтронов $I_n(z)$ вдоль оси Z для случая, когда в вакуумную камеру с представленным распределением магнитного поля инжектируются пучки, содержащие совместно атомы дейтерия и трития. Область вакуумной камеры, в которой удерживается высокотемпературная плазма, ограничивается магнитными пробками. Максимум индукции в этих пробках достигается на оси с координатами $z_1 = -5$ м и $z_2 = 10$ м (см. рис. 2, а). Данную область вакуумной камеры можно условно разделить на две части. Первая из них предназначена для размещения инжекторов атомарных пучков (угол инжекции был выбран равным 30° и оставался неизменным во всех вариантах расчетов), осуществлявших ввод энергии в плазму. Эта часть камеры имеет большой диаметр и служит основным объемом, где удерживается компонента плазмы с теплыми ионами. Индукция магнитного поля в этой части камеры практически не зависит от координаты Z в интервале ее значений $-1,8$ м $< z < 2,2$ м. Вторая часть камеры (см. координаты 4 м $< z < 7$ м на рис. 2, а) располагается внутри подкритического бланкета. Именно в этой части камеры генерируются первичные для бланкета нейтроны. Магнитное поле здесь медленно нарастает, обеспечивая почти равномерный профиль производства нейтронов. Радиус плазменного столба в минимуме индукции магнитного поля имеет величину $a_{pl} = 20$ см. В этом случае на координатах 4 м $< z < 7$ м, которые лежат внутри бланкета, имеющего длину 3 м, радиус плазмы будет около 10 см. Указанные размеры вполне приемлемы для инженерной реализации магнитно-вакуумной системы ПИН.

Предварительный анализ, проведенный в работах [5], показал, что источник нейтронов, использующий только дейтерий в составе плазмы, не обеспечивает необходимый уровень нейтронного выхода из единицы объема плазменного столба. Требуемое увеличение выхода

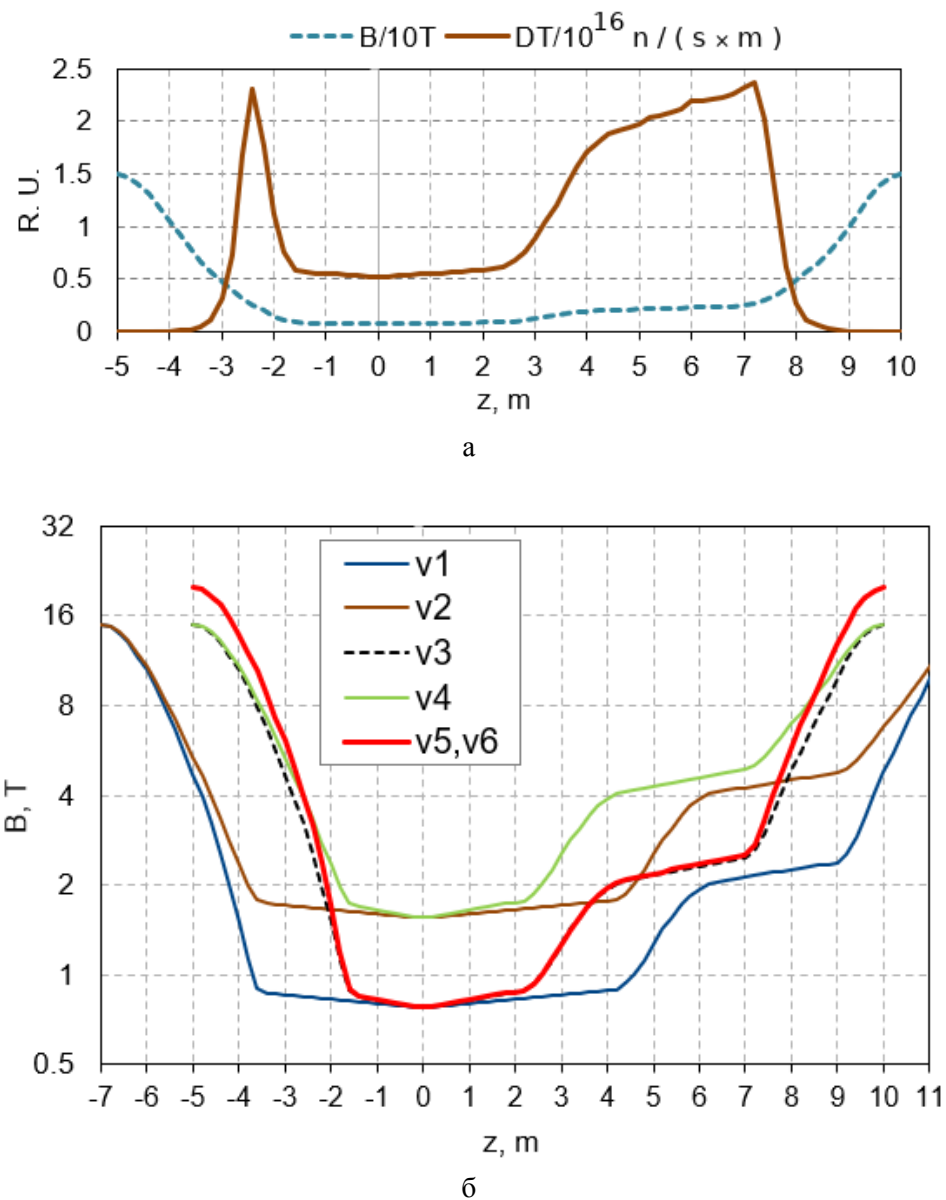


Рис. 2. Результаты оптимизации магнитного поля ПИН: *a* – распределение индукции магнитного поля $B(z)$ (штриховая линия) по координате z вдоль оси установки и нейтронный выход $I_n(z)$ на погонный метр длины плазменного столба (непрерывная коричневая линия) для варианта расчета v_3 ; *b* – распределение $B(z)$ по координате z в энергогенерирующей установке для различных вариантов расчета, проведенных в данной работе, вариант v_1 профиля $B(z)$ использовался ранее в [6]. Подкритический бланкет располагается вокруг области, занимающей по оси Z интервал $6\text{ м} < z < 9\text{ м}$ для вариантов v_1 и v_2 и, в свою очередь, диапазон $4\text{ м} < z < 7\text{ м}$ для вариантов от v_3 до v_6

Fig. 2. Results of optimization of the magnetic field of the plasma neutron source (PNS): *a* – the distribution of the magnetic field induction $B(z)$ (dashed line) along the z axis of the facility and the neutron yield per meter of the plasma column length $I_n(z)$ (continuous brown line) for v_3 model configuration; *b* – the distribution $B(z)$ for different model configurations presented in this paper, distribution $B(z)$ of v_1 type were used previously in [6]. The subcritical blanket is located along Z -axis in range of $6\text{ м} < z < 9\text{ м}$ for the versions v_1 and v_2 and in range of $4\text{ м} < z < 7\text{ м}$ for versions from v_3 to v_6

нейтронов может быть достигнуто путем добавления трития в инжектируемом высокоэнергетическом нейтральном пучке. Исходя из этого представленные в данной статье результаты относятся к серии расчетов по оптимизации параметров плазмы применительно к достижению максимального выхода нейтронов при равном содержании двух изотопов тяжелого водорода: дейтерия и трития. На первом этапе этих расчетов с помощью кода DOL рассчитывались параметры плазмы и выход нейтронов. В каждой серии расчетов первого этапа были зафиксированы профиль магнитного поля $B(z)$ и мощность инжекции P_{inj} , а варьировались энергия инжектируемых частиц E_{inj} (энергия частиц в нагревающих атомарных пучках) и величина «газового поддува» J_{gas} . Газовый поддув – это поток атомов с комнатной температурой, вводимый в плазму для поддержания необходимой плотности теплых ионов, которая требуется для обеспечения устойчивого состояния плазмы. Лучшей считалась конфигурация источника нейтронов, в которой достигается максимальный выход нейтронов. Следует отметить, что с формальной точки зрения максимальный выход нейтронов достигается в случае пробкотрона, работающего в классическом режиме удержания плазмы. Такой режим удержания соответствует использованию кода DOL при отсутствии газового поддува, т. е. при условии $J_{gas} = 0$ eq.A. Однако известно, что при приближении к классическому режиму удержания состояние плазмы становится неустойчивым. В этом случае параметры плазмы, в том числе и производство нейтронов, сильно ухудшаются, что означает невозможность использование такого режима в плазменном источнике нейтронов. В связи с этим обстоятельством был проведен подбор распределений магнитного поля, удовлетворяющих критериям устойчивости плазмы.

Результаты расчетов по подбору распределения магнитного поля продемонстрированы на рис. 2, б и 3. Вариант распределения индукции поля $v1$ на рис. 2, б был взят из прежних расчетов [5; 6], в которых использовалась инжекция в плазму только изотопа дейтерия. Вариант $v2$ предполагает увеличение индукции поля вдвое по сравнению с $v1$ везде, кроме пробочных катушек, где индукция поля в максимуме остается на уровне 15 Т. При одинаковых условиях по входным параметрам для проводимых расчетов $B(z)$, P_{inj} и E_{inj} , результаты расчетов для $v1$ и $v2$ отличаются следующим образом. В случае $v2$, по сравнению с $v1$, выход нейтронов падает примерно вдвое, температура ионов уменьшается в 2–3 раза, плотность плазмы падает в 1,5–2 раза. По этой причине вариант $v2$ был признан менее приемлемым.

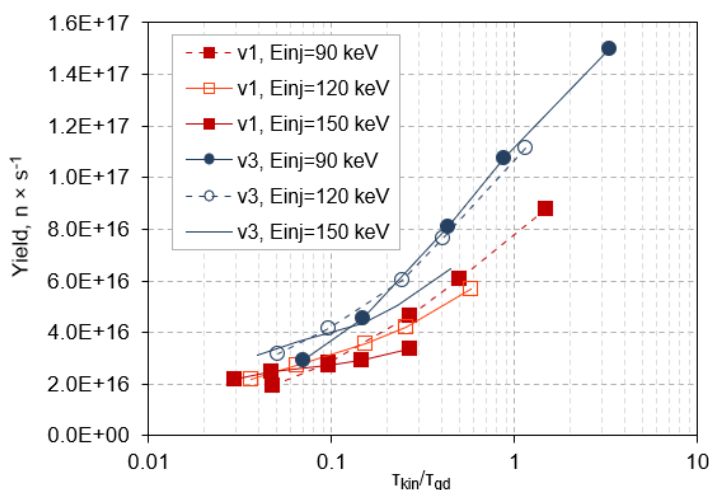


Рис. 3. Зависимость выхода D-T нейтронов из плазменного столба от коэффициента столкновительности (τ_{kin}/τ_{gd}) для вариантов $v1$ и $v3$ при различной энергии инжектируемых атомов

Fig. 3. The fusion D-T neutron yield from the plasma column versus the collision coefficient (τ_{kin}/τ_{gd}) for variants $v1$ and $v3$

Профиль магнитного поля по оси Z для варианта расчета $v3$ был получен из профиля для $v1$ за счет укорочения части основной ячейки с 8 до 4 м, предназначенной для размещения нагревающих пучков. Для выбора наиболее эффективной конфигурации плазмы, проведем сравнение различных вариантов расчета путем сопоставления суммарного количества D-T нейтронов, производимых в плазме в единицу времени на участке, который находится внутри blankets. В качестве дополнительного параметра при этом сопоставлении будем использовать «коэффициент столкновительности» – отношение времени удержания в кинетическом режиме τ_{kin} к его величине в газодинамическом режиме τ_{gd} . Включение этого дополнительного параметра в схему расчетов будет использоваться для оценки положения границы устойчивости плазмы. В данных расчетах была заложена полная мощность инъекции $P_{inj} = 20$ МВт, а варьировалась энергия инжектируемых атомов. Как следует из рис. 3, вариант распределения поля $v3$, при котором область инъекции пучков занимает укороченный участок по оси Z , дает существенно более высокий нейтронный выход из плазмы в blankets по сравнению с вариантом $v1$, рассмотренным в работе [6]. Дальнейшее сокращение протяженности области, в которую инжектируются нагревающие атомарные пучки, сопряжено с преодолением больших препятствий при технической реализации атомарной инъекции, и поэтому он не рассматривался. Вариант расчетов $v4$ получен из $v3$ аналогично тому, как был получен вариант $v2$ из $v1$, т. е. за счет удвоения индукции магнитного поля везде, кроме пробочных катушек. Сравнение $v4$ с $v3$ дало результат аналогичный тому, что следовал из сравнения $v2$ с $v1$, а именно: в конфигурации с повышенным магнитным полем температура и плотность компонент плазмы оказались пониженными, и, в результате, для этих условий получился пониженный выход нейтронов. Таким образом, в качестве наилучшей из рассмотренных нами конфигураций магнитного поля для дальнейших расчетов была выбрана конфигурация из варианта $v3$. Варианты расчетов $v5$ и $v6$ имели такую же конфигурацию магнитного поля, как и в варианте $v3$, за одним исключением – поле в пробочных катушках было увеличено с 15 до 20 Т.

Проведению следующего этапа моделирования предшествовал выбор критерия для границы устойчивости плазмы. В качестве такого критерия устойчивости теплых ионов с температурой 0,1–1 кэВ использовалось условие $\tau_{kin}/\tau_{gd} \leq 1$. При выполнении этого неравенства функция распределения теплых ионов остается близка к равновесной, максвелловской функции, которая характерна для газодинамического режима удержания, критерием наличия которого служит более сильное неравенство, а именно $\tau_{kin}/\tau_{gd} \ll 1$. При выполнении неравенства $\tau_{kin}/\tau_{gd} \leq 1$ кинетические неустойчивости, вызываемые некоторым отклонением функции распределения от равновесного состояния, подавляются. В качестве критерия устойчивости быстрых ионов, формируемых инъекцией пучков и имеющих энергии десятки кэВ, была взята оценка на границу допустимых значений параметров из работы [22] в следующем виде: $n_w/n_f \geq 0,1$ и $T_w/E_{inj} \geq 0,01$, где n_w и n_f – плотности теплых и быстрых ионов соответственно, а T_w – температура теплых ионов.

На втором этапе детально рассматривались три конфигурации источника нейтронов: $v3$ при полной мощности инъекции $P_{inj} = 20$ МВт, $v5$ при $P_{inj} = 30$ МВт и $v6$ при $P_{inj} = 40$ МВт. Для конфигурации $v3$ оптимальные параметры, удовлетворяющие критериям устойчивости плазмы, достигнуты для расчета с $E_{inj} = 50$ кэВ. Для вариантов $v5$ и $v6$ в обоих случаях оптимальными оказываются расчеты с $E_{inj} = 70$ кэВ (табл. 1).

Таблица 1
 Параметры оптимальных конфигураций источника для разных вариантов расчета
 (значения некоторых параметров для D и T разделяются косой чертой)

Table 1
 Parameters of optimum source configurations for different calculation variants
 (values for some D and T parameters are separated by a slash)

Вариант расчета	v1	v3	v5	v6
Изотопный состав плазмы	100 % D	50 % D + 50 % T		
Радиус плазмы (см)	20			
Полная мощность инжекции (МВт)	20	20	30	40
Энергия инжекции (кэВ)	40	50	70	70
«Поддув» газа (для каждого изотопа) (eq. A)	4	2	2,5	3,2
Температура электронов (кэВ)	0,54	0,57	0,74	0,77
Температура ионов (кэВ)	0,46	0,41/0,40	0,65/0,63	0,72/0,70
Плотность быстрых ионов в blankets (10^{13} см^{-3})	37,7	3,6/5,0	4,7/6,4	5,5/7,5
Плотность теплых ионов в blankets (10^{13} см^{-3})	1,9	0,7/0,9	1,4/1,8	1,8/2,3
Максимальное относительное давление β	0,08	0,1	0,18	0,22
Захватенная доля нагревных пучков	0,91	0,89/0,94	0,93/0,96	0,95/0,98
Нейтронный выход в blankets ($\text{н} \times \text{с}^{-1}$)	$3,9 \times 10^{14}$	$0,62 \times 10^{17}$	$1,8 \times 10^{17}$	$2,6 \times 10^{17}$
Полный выход нейтронов из плазмы ($\text{н} \times \text{с}^{-1}$)	$8,7 \times 10^{14}$	$1,4 \times 10^{17}$	$3,9 \times 10^{17}$	$5,6 \times 10^{17}$

Таким образом, по результатам всех описанных выше компьютерных расчетов, оптимальным оказался вариант v6 (см. рис. 2, 3 и табл. 1). Продольный профиль плотности выхода D-T нейтронов, используемый в дальнейших исследованиях, для оптимального варианта v6 изображен на рис. 4.

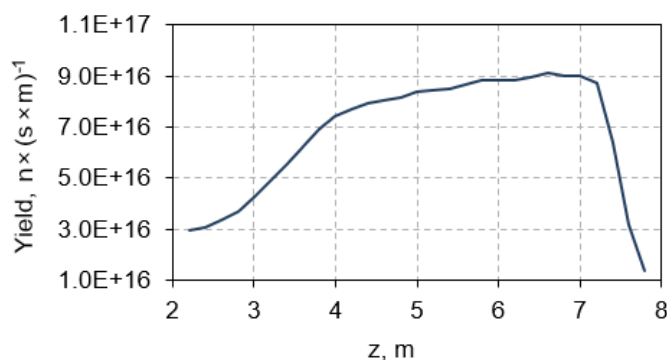


Рис. 4. Продольный профиль выхода нейтронов $I_n(z)$ на погонный метр длины плазменного столба для оптимальной конфигурации магнитного поля, используемой при расчетах в варианте v6
 Fig. 4. Longitudinal profile of neutron yield $I_n(z)$ per linear meter of the plasma column length for the optimum magnetic field configuration used in the calculations for the variant v6

2.3. Расчетная модель гибридной ядерной энергетической установки

Для использования кода PRIZMA при моделировании распространения «волны» деления ядер топлива создана эквивалентная 3D-модель (рис. 5, б) гибридной установки, ранее исследуемой в [6].

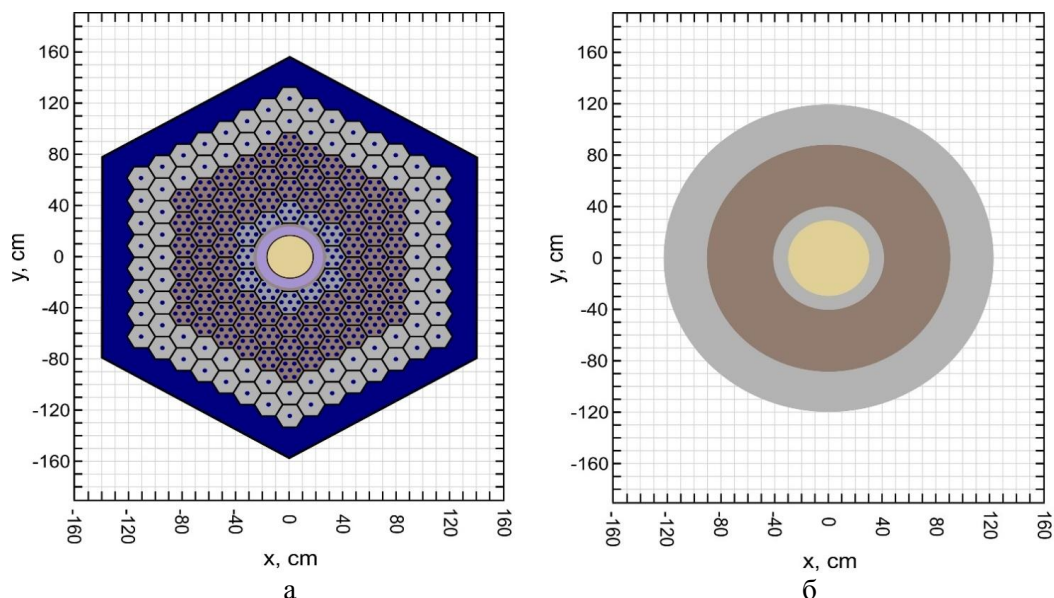


Рис. 5. Два варианта представления сечения расчетной 3D модели установки:
 а – поперечное сечение детализированной модели установки [6] для кода SERPENT;
 б – поперечное сечение эквивалентной модели установки для кода PRIZMA

Fig. 5. Two variants of the cross section for 3D design model of the facility:
 а – cross-section of the detailed design model of the facility [6] for the SERPENT code;
 б – cross-section of the equivalent design model for the PRIZMA code

Расчетная модель, используемая в симуляциях по коду PRIZMA, представляет собой аксиально-симметричную 3D конфигурацию с четырьмя различными по свойствам областями, которые разделены окружностями с радиусом 30, 41,03, 89,8 и 122,4 см (см. рис. 5, б). Бесконечная и однородная по оси Z система этих вложенных цилиндров смоделирована ее отрезком длиной 100 см, на торцах которого реализован принцип «белое зеркало». Граничное условие «зеркало» – это граница, обеспечивающая зеркально-диффузионный характер рассеяния нейтронов. Это позволяет моделировать бесконечную протяженность по оси OZ моделируемой системы при решении двумерной аксиально-симметричной нейтронно-физической задачи. Во внутренней приосевой области модели (желтый кружок в центре на рис. 5, б) содержится импульсно-периодический источник D-T нейтронов, в наружной области (серое кольцо) размещен графит отражателя плотностью $1,78 \text{ г/см}^3$. Между этими областями содержится топливный бланкет, состоящий из 50-ти слоев равного объема, которые заполнены гомогенизированным $\text{Th}_{(1-\alpha)}\text{Pu}_\alpha$ -топливом (коричневое кольцо на рис. 5, б) и слой графитовых блоков без топливных каналов с каналами под теплоноситель (серое кольцо на рис. 5, б, прилегающее к источнику D-T нейтронов).

Расчет распространения «волны» делений в бланкете установки с подпиткой нейтронами от ПИН выполнен по программе PRIZMA [19] методом статистического моделирования переноса нейтронов от пространственно-распределенного источника D-T нейтронов, размещенного внутри бланкета (см. рис. 1, в и 5). Рассмотрены два режима работы источника D-T нейтронов: постоянный (квазистационарный) и импульсно-периодический (длитель-

ность импульса 1 мс, скважность 2). При моделировании использовались оцененные ядерные данные в поточечном представлении, конвертированные из библиотеки ENDF-B/VII.1 [20], а также дополнительные данные для рассеяния нейтронов в графите из библиотеки ENDF-B/VII.0 [20]. В каждом расчете разыгрывалось 10^9 историй, что позволило обеспечить точность искомого решения, равную 0,01 %, а также учесть нелинейность в интенсивности размножения нейтронов в бланкетной части установки. Отметим, что число разыгрываемых в системе нейтронов не соответствует реальному значению нейтронов, испускаемых ПИН, по этой причине результат расчета нормирован на 1 нейтрон, испущенный источником в единицу времени. Результат, представленный с нормировкой на один нейтрон из плазменного источника, позволяет легко вычислить абсолютную величину плотности нейтронов в бланкете (см. нижнюю строку в табл. 1) простым умножением этой относительной величины на полный нейтронный выход из плазменного источника нейтронов. Эта возможность обеспечена линейной зависимостью интенсивности нейтронных потоков в бланкете от нейтронного выхода из плазменного источника.

Нейтронно-физическая и теплофизическая оптимизация бланкета установки, настройка режима эксплуатации установки во внутренней ее области, где размещен пространственно-распределенный источник D-T нейтронов интенсивностью $2,6 \times 10^{17} \text{ н} \times \text{с}^{-1}$ (см. табл. 1, v6) и продольным профилем $I_n(z)$, выполнены по программе SERPENT 2.1.31 [21]. При моделировании использовались оцененные ядерные данные в поточечном представлении в формате ACE, конвертированные из библиотеки ENDF-B/VII.0 [20] с дополнительной библиотекой ядерных данных в области термализации нейтронов для графита (TSL).

3. Результаты моделирования и их обсуждения

3.1. Нейтронно-физические характеристики гибридной установки

Результаты расчета нейтронно-физических характеристик активной зоны, модифицированной под размещение дополнительного источника D-T нейтронов, приведены на рис. 6 и в табл. 2.

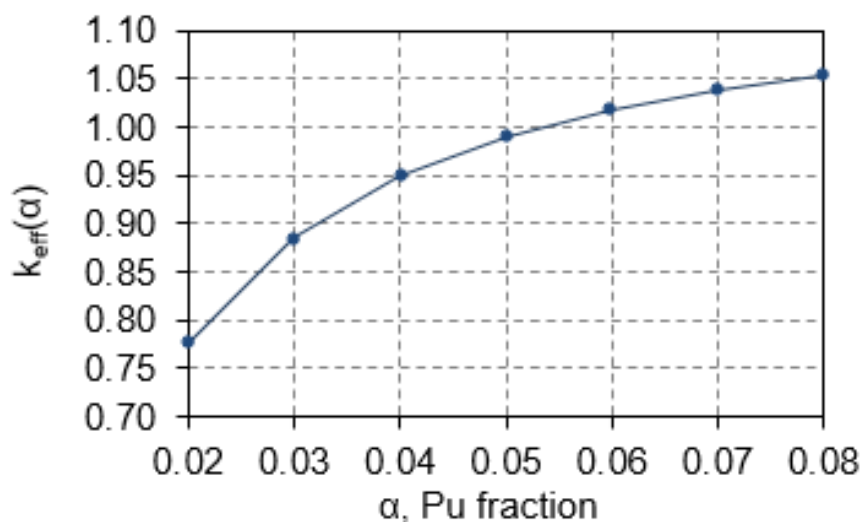


Рис. 6. Зависимость размножающих свойств установки от содержания плутония α (вес.) в $\text{Th}_{(1-\alpha)}\text{Pu}_\alpha\text{O}_2$ -композиции
 Fig. 6. Dependence of neutron-multiplying coefficient k_{eff} of the facility on plutonium content α (wt.) in the $\text{Th}_{(1-\alpha)}\text{Pu}_\alpha\text{O}_2$ composition

Таблица 2

Нейтронно-физические характеристики моделируемой системы
в стационарном состоянии

Table 2

Neutronic characteristics of the simulated system in stationary state

Th вес. %	Pu вес. %	Концентрация, $\text{б}^{-1} \text{см}^{-1}$				k_{eff}
		^{232}Th	^{239}Pu	^{240}Pu	^{241}Pu	
95	5	1,71E-04	8,22E-06	4,37E-07	8,74E-08	0,9894

Из рис. 6 и табл. 2 видно, что подобранный компонентный состав топливной композиции обеспечил требуемое для гибридных систем значение $k_{\text{eff}} = 0,9894$, при этом процентное содержание плутония в этой композиции составило приемлемую для практической реализации величину, а именно $\alpha = 5\%$.

3.2. Пространственно-временные характеристики установки

Расчет пространственно-временных характеристик установки был проведен для состава топлива в момент ее пуска с «холодным» бланкетом, который представлен в табл. 2. Это топливо было распределено в 50-ти равнообъемных слоях между радиусами 41,03 и 89,8 см, как это представлено на рис. 5, б. Результаты этих расчетов представлены на рис. 7 и 8.

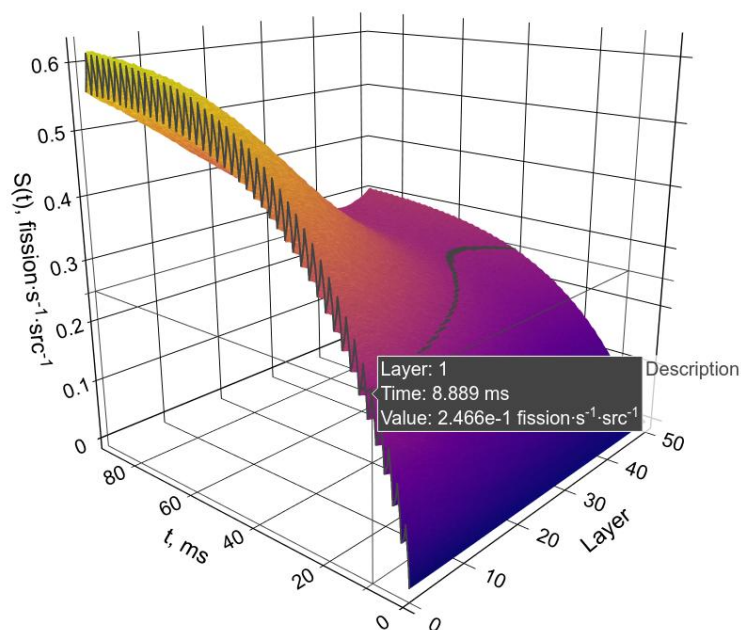


Рис. 7. Поведение во времени скорости делений ядер в различных слоях бланкета при поступлении нейтронов от ПИН, работающего в импульсно-периодическом режиме.

Нормировка на единственный нейтрон ($1 \text{ н} \times \text{с}^{-1} \times \text{м}^{-1}$), поступающий из ПИН

Fig. 7. Dependence of nuclear fission rate on time in different blanket layers when neutrons are received from the PNS operating in a pulse-periodic mode.

Normalization to a single neutron ($1 \text{ n} \times \text{s}^{-1} \times \text{m}^{-1}$) coming from PNS

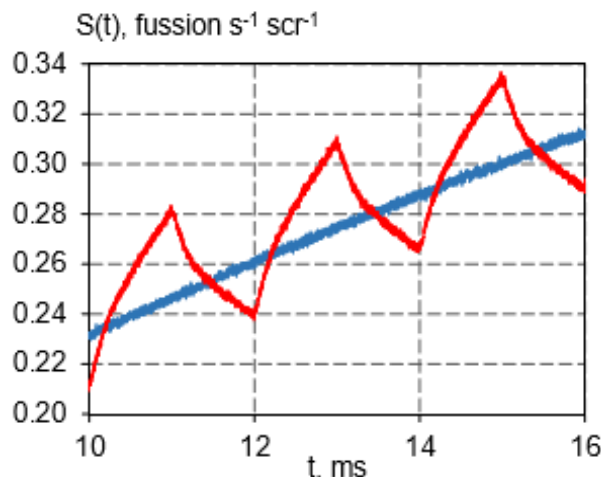


Рис. 8. Сопоставление скорости ядерных делений в blankets при работе ПИН в импульсно-периодическом (красная линия) или квазистационарном (голубая линия) режиме

Fig. 8. Comparison of fission reactions rate in the blanket when the PNS operates in the pulse-periodic (red line) or quasi-stationary (blue line) modes

Из рис. 7 видно, что импульсно-периодическое изменение во времени интенсивности потока, поступающего от ПИН, проявляется в поведении во времени скорости делений ядер, прежде всего в прилегающих к источнику нейтронов слоях топливной сборки в течение первых 100 мс с момента его включения. При этом влияние импульсно-периодического изменения нейтронного потока слабо проявляется на динамике повышения скорости деления ядер на периферии топливной части blankets с момента начала работы установки. В дальнейшем выход процесса деления ядер в стационарное состояние наблюдается в промежутке времени от 100 мс до 1 с. Замена импульсно-периодического режима источника (см. рис. 8, синяя линия) на постояннодействующий (квазистационарный, красная линия) дает практически такой же результат по времени выхода скорости деления ядер на стационарный уровень.

Результаты расчетов показали, что за временной интервал одна секунда полное число делений ядер S в топливной части blankets достигает уровня 20-ти событий на единичный нейтрон, поступивший в blankets из ПИН, и этот уровень остается в дальнейшем неизменным. При постоянной нейтронной эмиссии из плазменного столба, содержащегося в приосевой области blankets, с интенсивностью $I_n = 2,6 \times 10^{17} \text{ н} \times \text{с}^{-1}$ (см. рис. 4), достигаемый уровень числа делений ядер на один нейтрон из плазмы $S = 20$ обеспечивает разогрев blankets со скоростью не более $10 \text{ К} \times \text{ч}^{-1}$, что соответствует требованиям теплотехнической надежности при старте энергетической ядерной установки из «холодного» состояния.

3.3. Нейтронно-физическая и теплофизическая оптимизация установки

Нейтронно-физическая и теплофизическая оптимизация рабочего состояния установки выполнена за счет профилирования энерговыделения по радиусу топливной части blankets путем подбора подходящего распределения локального содержания P_u по объему blankets. Для того чтобы снизить энерговыделение в приосевой области, т. е. в области, где размещен ПИН установки, первый ряд примыкающих к нему топливных блоков (топливных сборок) был заменен на графитовые блоки с отверстиями под гелиевый теплоноситель (см. рис. 5, а). Топливные блоки занимают последующие 2, 3 и 4-й ряды, отсчитывая от окружности в центре рисунка, и загружены топливными таблетками с объемной долей дисперсной фазы $\omega = 17\%$ (рис. 9, а).

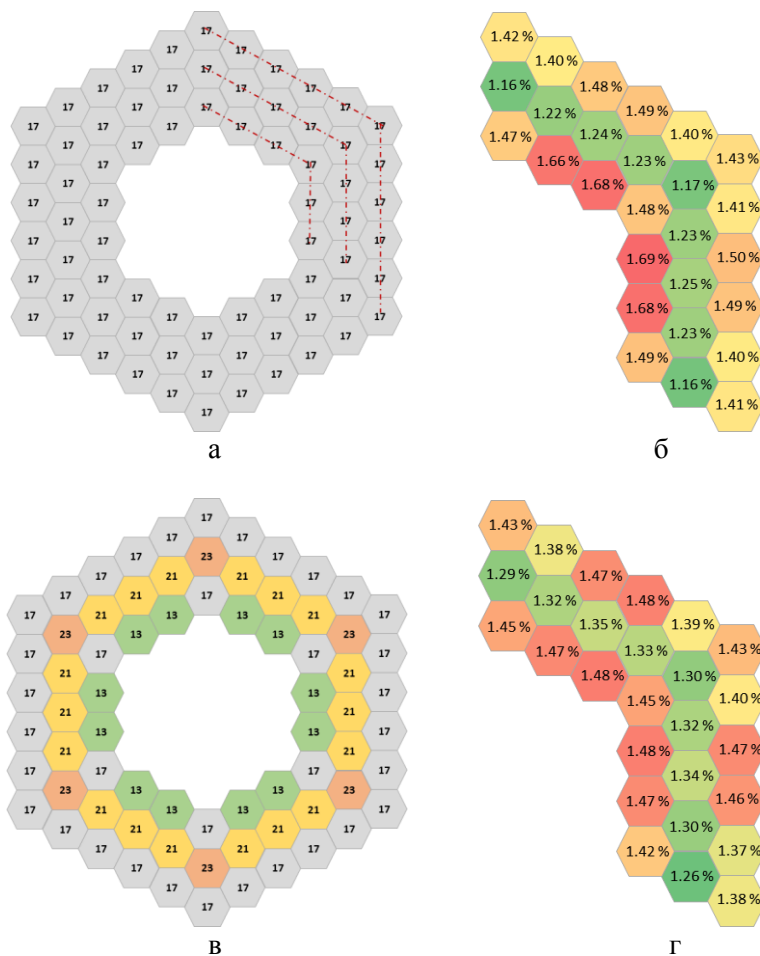


Рис. 9. Картограмма загрузки и энерговыделение до и после профилирования топливной части бланкета: картограмма загрузки топлива (а) и энерговыделения (б) в трех рядах топливных блоков до профилирования; картограмма загрузки топлива (в) и энерговыделения (г) в трех рядах топливных блоков после профилирования

Fig. 9. Loading and energy release schemes before and after profiling the fuel part of the blanket: fuel loading (a) and energy release schemes (b) in three rows of fuel blocks before profiling; fuel loading (c) and energy release schemes (d) in three rows of fuel blocks after profiling

Результаты расчета коэффициентов неравномерности энерговыделения $k_{ТБ}$ ($k_{ТБ} = (q_{\text{макс}}/q_{\text{ср}}) \times 100\%$, здесь $q_{\text{макс}}$ – отношение максимального значения энерговыделения $Q_{ТБ}$ в топливном блоке к энерговыделению $Q_{\text{бланкет}}$ во всем бланкете, $q_{\text{ср}}$ – среднее значение энерговыделения во всем бланкете) до профилирования топлива представлены на рис. 9, б.

В результате профилирования получено распределение топлива, изображенное на рис. 9, в. В свою очередь, распределение неравномерности энерговыделения для такого модифицированного распределения топлива приведено на рис. 9, г.

Как и следовало ожидать, наиболее энергонапряженные топливные блоки находятся в первом из прилегающих к ПИН рядах. Расчет показал, что максимальное энерговыделение в отдельном шестигранном блоке в бланкете без оптимизации профиля (см. рис. 9, в) составляет величину, равную $q_{\text{макс}} = 1,69\%$, а коэффициент неравномерности энерговыделения $k_{ТБ}$ имеет уровень 1,22. После профилирования коэффициент неравномерности энерговыделения снижен до 1,08 (см. рис. 9, г), полученная при этом картограмма загрузки бланкета проиллюстрирована на рис. 9, в.

Отметим, что масса Th и Pu в начальной загрузке после профилирования осталась неизменной, что обеспечило неизменность длительности топливной кампании.

3.4. Компенсация излишней реактивности бланкета установки

Необходимое значение подкритичности бланкета достигнуто за счет начальной загрузки выгорающих поглотителей и постоянных компенсаторов реактивности. Отметим, что эти два способа компенсации реактивности являются традиционными и наиболее удачными технологическими решениями для всех типов реакторов деления и подкритических систем. В табл. 3 сведены 9 варианта компенсации реактивности с использованием наиболее известных и эффективных выгорающих поглотителей. Эти результаты демонстрируют решение условно-критической задачи (critical source mode), т. е. решение проведено в условиях постоянной тепловой мощности установки $P_{th} = \text{const}$ и при отсутствии генерации дополнительных нейтронов в плазменном источнике. Использование выгорающего поглотителя (ВП) рассмотрено в трех вариантах его размещения. Вариант 1 – выгорающий поглотитель распределен гомогенно за счет его включения в состав микрокапсул топлива (расчетные варианты: 04_Gd2O3Hom, 07_Er2O3Hom, 09_HfO2Hom и 11_Pa-231Hom). Вариант 2 – он распределен гетерогенно в виде отдельных поглощающих стрежней (расчетные варианты: 05_Gd2O3Het, 06_B4CHet, 08_Er2O3Het, 10_HfO2Het). Вариант 3 – поглотитель нанесен в виде микронного слоя на поверхности топливной таблетки (расчетные варианты: 03_ZrB2 и 12_3_ZrB2).

Таблица 3

Результаты расчета различных вариантов компенсации реактивности бланкета установки

Table 3

Calculation results of the different reactivity compensation variants of the blanket

Вариант расчета	Масса, кг			Время облучения (250 МВт×сут/кг) год
	тяж. мет.	Pu	ВП	
01 не профилированный бланкет	290,77	147,57	0	3,32
02 профилированный бланкет	302,33	153,44	0	3,45
03_ZrB2	305,05	154,82	5,23	3,48
04_Gd2O3Hom	277,12	157,76	22,86	3,16
05_Gd2O3Het	292,69	148,55	265,85	3,34
06_B4CHet	297,68	151,08	47,15	3,40
07_Er2O3Hom	238,34	160,48	56,18	2,72
08_Er2O3Het	288,65	146,50	376,67	3,29
09_HfO2Hom	235,96	157,85	57,73	2,69
10_HfO2Het	297,24	150,85	346,46	3,39
11_Pa-231Hom	233,78	157,41	76,04	3,53
12_3_ZrB2	307,35	155,99	4,29	3,87

Варианты расчетов 01 и 02: не профилированная и профилированная топливная часть бланкета установки, соответственно, при полном отсутствии выгорающего поглотителя. Варианты 03_ZrB2 и 12_3_ZrB2: гетерогенный способ размещения ВП, предложен в [2] как подходящее технологическое решение. Это решение состоит в компенсации реактивности за счет нанесения микронного слоя ZrB_2 на поверхность топливной таблетки. Для вариантов расчета 04_Gd2O3Hom, 07_Er2O3Hom, 09_HfO2Hom и 11_Pa-231Hom использовано гомо-

генное размещение выгорающего поглотителя. В этих вариантах расчета ВП размещался в микрокапсулах топливных таблеток за счет уменьшения содержания в них Th, а масса исходного делящегося материала оставалась прежней. Расчетные варианты 05_Gd2O3Het, 06_B4CHet, 08_Er2O3Het и 10_HfO2Het соответствуют гетерогенному способу размещения выгорающего поглотителя: стержни с ВП размещены в отверстиях для топливных таблеток, как это изображено на рис. 10 кружками желтого цвета.

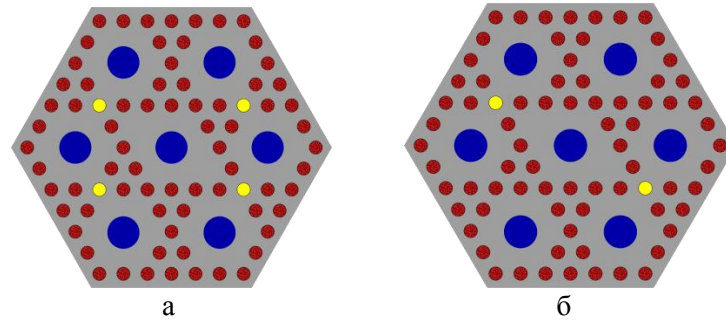


Рис. 10. Схема размещения стержней с выгорающим поглотителем в топливных блоках:

a – топливные блоки с $\omega = 13, 17\%$, *b* – топливные блоки с $\omega = 21, 23\%$

Fig. 10. Arrangement diagram of rods with BP in the fuel blocks:

a – fuel blocks with $\omega = 13, 17\%$, *b* – fuel blocks with $\omega = 21, 23\%$

Анализ приведенных в табл. 3 результатов показал, что с точки зрения наиболее приемлемых нейтронно-физических характеристик горения топлива лучшими вариантами компенсации реактивности являются варианты 03_ZrB2 и 07_Er2O3Hom (см. табл. 3 и рис. 11).

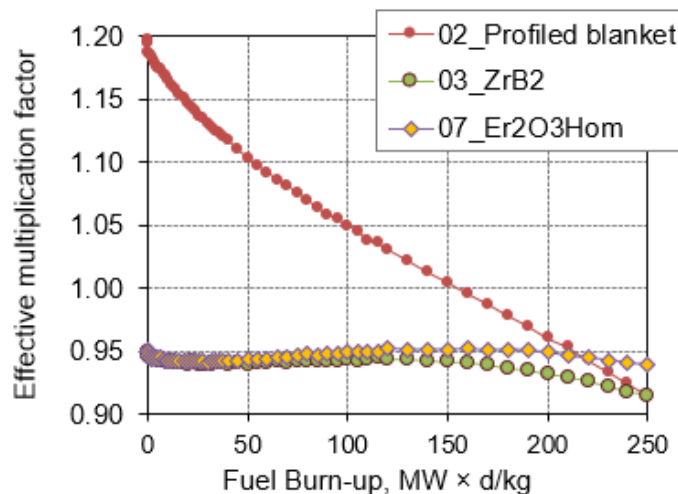


Рис. 11. Зависимость размножающих свойств профилированного blankets без ПИН и выгорающих поглотителей (красные точки) и гибридной установки при двух вариантах ВП (желтые и зеленые точки) от глубины выгорания топлива

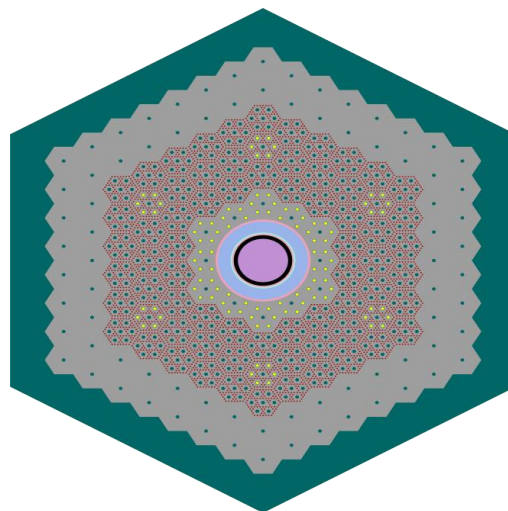
Fig. 11. The multiplying properties of a profiled blanket without PNS and burnable absorbers (red dots) and a hybrid installation with two variants of BP (yellow and green circles), as a function of the depth of fuel burnout

В дальнейших исследованиях мы использовали вариант 03_ZrB2 , поскольку технология нанесения подобных покрытий разработана в лабораториях Томского политехнического университета [23]. Важно отметить, что решение с данным вариантом присутствия ВП в blanketsе установки в дальнейшем не требует внешнего вмешательства системы управления реактивностью и / или использования постоянных компенсаторов реактивности. Кроме того, масса ВП минимальна из всех представленных в табл. 3, а длительность топливной кампании составляет 3 480 эффективных суток при достигнутом выгорании $250 \text{ МВт} \times \text{сут/кг}$ (тяж. мет.).

Постоянные компенсаторы реактивности в исследуемой конфигурации blanketsа представляют собой систему стержней с выгорающим поглотителем (B_4C) диаметром 2 см (см. рис. 12). Система стержней размещена в каналах для прокачки гелия и используется для перевода всей системы в состояние с $k_{\text{eff}} \leq 0,95$. Расчет количества стержней с ВП для достижения нужного значения k_{eff} в соответствии с требованиями ядерной безопасности выполнен с использованием консервативного подхода, т. е. расчет выполнен для «холодного» blanketsа полностью заполненного водой. Отметим, что предварительные оценки показали, что температурный коэффициент и эффект реактивности blanketsа – имеют отрицательные значения. Такой подход позволяет рассчитать необходимое число стержней с большим запасом.

Рис. 12. Поперечное сечение расчетной 3D-модели установки, в которой постоянный компенсатор реактивности B_4C размещен в стержнях, проходящих в каналах, предназначенных для прокачки гелия (показаны желтыми точками)

Fig. 12. Cross-section of the calculated 3D model of the facility in which the permanent reactivity compensator B_4C is placed in the rods passing through the channels intended for pumping helium (shown by yellow dots)



Система стержней с выгорающим поглотителем (ВП) размещена в первом ряду графитовых блоков и в третьем ряду блоков с $\omega = 23 \%$, см. картограмму загрузки blanketsа на рис. 9, *з* и поперечное сечение расчетной 3D модели, которое изображено на рис. 12. Из картограммы видно, что полное число стержней с ВП равно 108, а их физический вес оценивается как $45,77 \times \beta_{\text{eff}}$ (здесь β_{eff} – эффективная доля запаздывающих нейтронов). Отметим, что для безопасного и надежного управления реакторной установкой в переходных режимах величина β_{eff} должна составлять не менее 0,0065. При этом k_{eff} blanketsа составляет величину 0,9224, что соответствует требованиям ядерной безопасности при проведении ядерно-опасных работ на остановленной установке.

Система стержней управления и аварийной защиты для данной конфигурации blanketsа не рассчитывалась, так как 1) установка на протяжении всего рабочего цикла находится в подкритическом состоянии (см. рис. 11); 2) все управление ее работой осуществляется за счет использования ПИН.

Отметим также, что использование ПИН в качестве дополнительного источника нейтронов повышает ядерную безопасность установки, так как при отключении инъекции нейтральных атомов, генерация нейтронов падает примерно вдвое за первые 2,5 мс и еще в 20 раз за последующие 5 мс (см. рис. 13). Данный результат свидетельствует о том, что снижение ге-

нерации нейтронов в blankets протекает значительно быстрее, чем это происходит в активной зоне традиционного реактора деления.

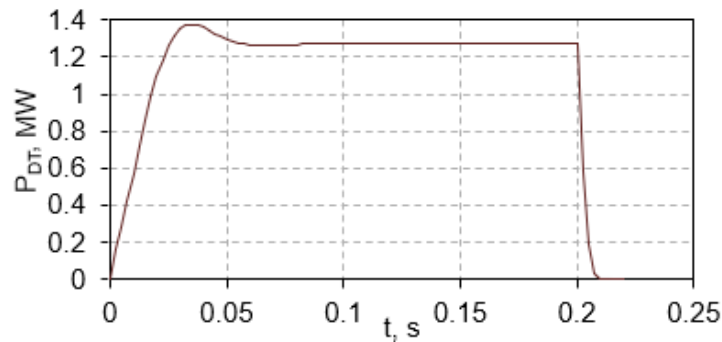


Рис. 13. Динамика изменения мощности, выделяемой из ПИН в потоке D-T нейтронов для варианта расчета v6. Инжекция нагревающих атомарных пучков включается в момент времени $t = 0$ с и выключается в $t = 0.2$ с
 Fig. 13. Dynamics of power released from the PNS in the DT neutron flux for the v6 calculation version. The injection of heating atomic beams is switched on at time $t = 0$ s and off at $t = 0.2$ s

3.5. Требование к ПИН по нейтронной эмиссии в blankets

На рис. 14 продемонстрированы результаты расчета размножающих свойств установки (см. табл. 3, вариант 12_3_ZrB2, толщина слоя ZrB_2 9,2 мкм) в случае, когда ПИН работает в режиме постоянной эмиссии D-T нейтронов на уровне $2,6 \times 10^{17} \text{ н} \times \text{с}^{-1}$. В этих условиях решалась задача с внешним источником нейтронов (external / fixedsource mode) в рамках расчетной 3D-модели установки, которая приведена на рис. 5, а, при картограмме загрузки, представленной на рис. 9, в. Полученное решение представлено на рис. 14.

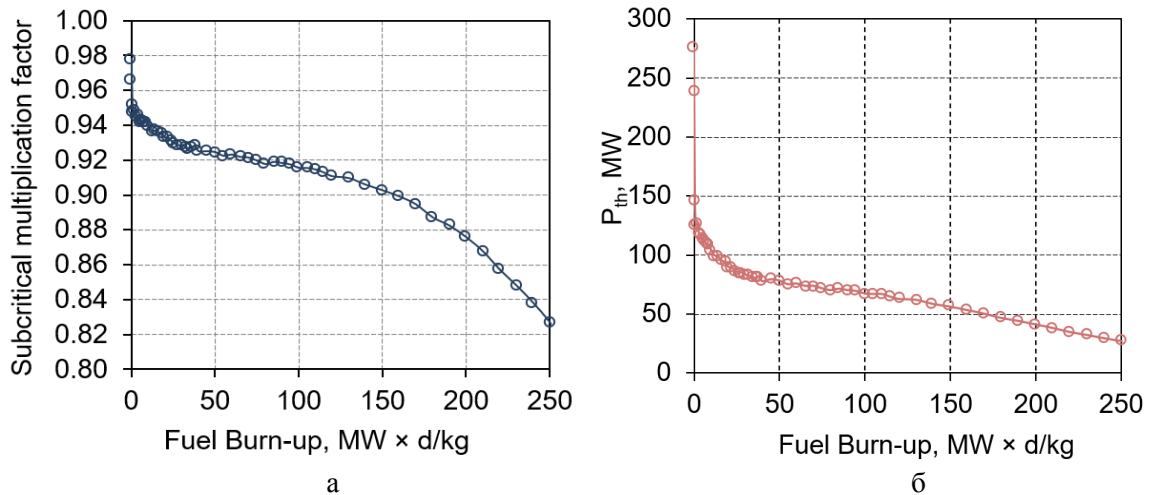


Рис. 14. Зависимости размножающих свойств blankets установки (а) и генерируемой в нем тепловой мощности (б) от выгорания загруженного топлива
 Fig. 14. Dependencies of the multiplying properties of the installation blanket (a) and the thermal power (b) generated in it on the burn-up of the loaded fuel

Для компенсации эффектов, связанных с постепенным выгоранием, отравлением и шлакованием blankets, работа ПИН должна быть настроена таким образом, чтобы в ходе выгорания топлива нейтронный выход в blanket непрерывно нарастал в соответствии с зависимостью, представленной на рис. 15.

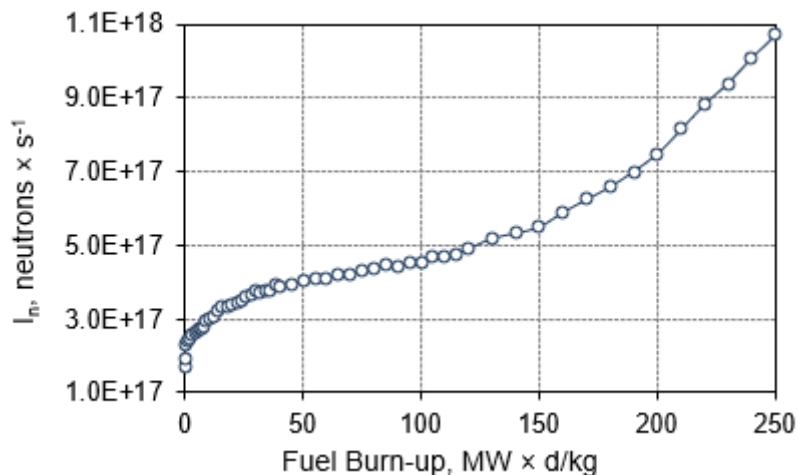


Рис. 15. Требуемый рост нейтронной эмиссии из ПИН в blanket по мере выгорания в нем топлива
Fig. 15. The required increase of neutron emission from the PNS to the blanket while the fuel burn up

Для достижения уровня выгорания $250 \text{ МВт} \times \text{сут/кг}$, в условиях постоянной эмиссии нейтронов из ПИН на уровне $2,6 \times 10^{17} \text{ н} \times \text{с}^{-1}$ (оптимальный вариант v6), тепловая мощность установки P_{th} не может превышать 10 МВт. Такой режим работы установки может использоваться на практике только для исследования характеристик топлива, но совершенно не приемлем для ее применения в качестве источника энергии. Поэтому требуется дальнейшая проработка вариантов ПИН с целью достижения возможности его использования в высокоэффективной и безопасной энергетической установке.

4. Суммирование результатов и выводы

1. Создана плазменно-физическая модель плазменного источника нейтронов (ПИН) на основе газодинамической ловушки для ее использования в гибридной установке «синтез-деление». Выполнен подбор параметров плазмы газодинамической ловушки, отвечающих критериям устойчивости и дающих максимальный выход нейтронов в области blanket. В случае плазмы, состоящей из равного количества изотопов D и T, в ней генерируется $0,6 \times 10^{17} \text{ н} \times \text{с}^{-1}$ при вводимой в плазму мощности 20 МВт через инжекцию в нее высокоэнергетических нейтральных пучков. Нейтронная эмиссия возрастает до $2,6 \times 10^{17} \text{ н} \times \text{с}^{-1}$ при двукратном увеличении этой мощности.

2. Проведено моделирование пространственно-временного распространения волны делений ядер в ториевом blanketе установки при подпитке его термоядерными нейтронами от ПИН, работающего в импульсно-периодическом и стационарном режимах. Результаты моделирования на этом этапе показали, что влияние нейтронного потока от ПИН, работающего в импульсно-периодическом режиме с периодом осцилляций 2 мс, наиболее заметно в непосредственно прилегающих к нему слоях. В свою очередь, на периферии топливной части blanketа это влияние сильно снижено и исчезает не позднее, чем через 100 мс. В последующие моменты времени, диффузионная плотность потока нейтронов устанавливается до стационарного состояния в промежутке времени от 100 мс до 1 с. При усредненной по осцилля-

циям нейтронной эмиссии из ПНИ $I_n = 2,6 \times 10^{17} \text{ н} \times \text{с}^{-1}$ установившаяся плотность нейтронов обеспечивает разогрев бланкета со скоростью не более $10 \text{ К} \times \text{ч}^{-1}$, что соответствует требованиям теплотехнической надежности при пуске установки из «холодного» состояния. В этих условиях решение дальнейшей нейтронно-физической задачи (criticalsource mode; fixed source mode) в полной мере допустимо проводить, заменив импульсно-периодический режим источника дополнительных нейтронов на постоянный (квазистационарный) режим. Это позволяет существенно уменьшить объем компьютерных вычислений в расчетах нейтронно-физических и тепловых характеристик.

3. Проведена нейтронно-физическая и теплофизическая оптимизация бланкета установки, в результате которой достигнуты следующие результаты: выполнено профилирование энерговыделения по радиусу топливной части бланкета, в результате которого коэффициент неравномерности энерговыделения снижен с уровня 1,22 до 1,08; выполнены расчеты компенсации реактивности за счет выгорающих поглотителей и постоянных компенсаторов реактивности.

4. Размещение выгорающего поглотителя (ZrB_2 , Gd_2O_3 , B_4C , Er_2O_3 , HfO_2 , ^{231}Pa) рассмотрено по двум вариантам: гомогенно, когда он входил в состав микрокапсул топлива, и гетерогенно, когда поглотитель использовался в виде микронного слоя на поверхности топливной таблетки или отдельных поглощающих стрержней, вводимых в цилиндрические каналы топливных блоков. Расчеты показали, что наиболее удачным способом компенсации реактивности является нанесение микронного слоя ZrB_2 на топливную таблетку. В свою очередь, система постоянных компенсаторов реактивности включает в себя 108 стрержней, содержащих карбид бора B_4C . Физический вес всей системы стрержней равен $45,77 \beta_{\text{eff}}$, а $k_{\text{eff}} = 0,9224$, что соответствует требованиям ядерной безопасности при проведении ядерно-опасных работ на остановленной установке.

5. Система стрержней управления и аварийной защиты для данной конфигурации бланкета не рассматривалась исходя из следующих предпосылок: установка на протяжении всего рабочего цикла находится в подкритическом состоянии, и все управление ее режимами может осуществляться за счет варьирования потока нейтронов из ПИН в бланкет. Для поддержания подкритического коэффициента размножения и тепловой мощности на постоянном уровне ПИН должен постоянно подпитывать активную зону ядерного реактора потоком дополнительных нейтронов, интенсивность которого должна расти по мере выгорания топлива по строго заданной закономерности.

Список литературы / References

1. **Shamanin I., Bedenko S., Chertkov Y., Gubaydulinet I.** Gas-Cooled Thorium Reactor with Fuel Block of the Unified Design. *Advances in Materials Science and Engineering*, 2015, vol. 2015, p. 392721. DOI 10.1155/2015/392721
2. **Shamanin I. V., Grachev V. M., Chertkov Yu. B. et al.** Neutronic properties of high-temperature gas-cooled reactors with thorium fuel. *Annals of Nuclear Energy*, 2018, vol. 113, p. 286–293.
3. **Arzhannikov A. V., Anikeev A. B., Beklemishev A. D. et al.** Subcritical Assembly with Thermonuclear Neutron Source as Device for Studies of Neutron-physical Characteristics of Thorium Fuel. *AIP Conference Proceedings*, 2016, vol. 1771, p. 090004. DOI 10.1063/1.4964246
4. **Arzhannikov A. V., Bedenko S. V., Ivanov A. A. et al.** Isotopic Composition Changes in the Fuel Assembly of a Hybrid Reactor with a Neutron Source Based on D-D Reaction in Plasma Column (Computer Simulation of a Long Operation Cycle). *Siberian Journal of Physics*, 2018, vol. 13, no. 4, p. 5–24. (in Russ.)
5. **Arzhannikov A., Bedenko S., Shmakov V. et al.** Gas-cooled thorium reactor at various fuel loadings and its modification by a plasma source of extra neutrons. *Nuclear Science and Techniques*, 2019, vol. 30 (181). DOI 10.1007/s41365-019-0707-y

6. **Arzhannikov A. V., Shmakov V. M., Modestov D. G. et al.** Facility to study neutronic properties of a hybrid thorium reactor with a source of thermonuclear neutrons based on a magnetic trap. *Nuclear Engineering and Technology*, 2020, vol. 52 (11), p. 2460–2470.
7. **Shamanin I. V., Bedenko S. V., Shmakov V. M. et al.** Power density dynamics in a nuclear reactor with an extended in-core pulse-periodic neutron source based on a magnetic trap. *Izvestiya Vysshikh Uchebnykh Zawedeniy, Yadernaya Energetika*, 2020, vol. 2, p. 17–26.
8. **Beklemishev A., Anikeev A., Astrelin V. et al.** Novosibirsk Project of Gas-Dynamic Multiple-Mirror Trap. *Fusion Science and Technology*, 2013, vol. 63, p. 46–51.
9. **Anikeev A. V., Bagryansky P. A., Beklemishev A. D. et al.** The GDT Experiment: Status and Recent Progress in Plasma Parameters. *Fusion Science and Technology*, 2015, vol. 68 (1), p. 1–7.
10. **Gandini A., Salvatores M.** The Physics of Subcritical Multiplying Systems. *Journal of Nuclear Science and Technology*, 2002, vol. 39 (6), p. 673–686.
11. **Shiroya S., Yamamoto A., Shina K. et al.** Basic study on neutronics of future neutron source based on accelerator driven subcritical reactor concept in Kyoto University Research Reactor Institute (KURRI). *Progress in Nuclear Energy*, 2002, vol. 40 (3–4), p. 489–496.
12. **Knastera J., Arbeiter F., Carac P. et al.** IFMIF, the European-Japanese efforts under the Broader Approach agreement towards a Li(d, xn) neutron source: Current status and future options. *Nuclear Materials and Energy*, 2016, vol. 9, p. 46–54.
13. **Wu Y.** Design and R&D Progress of China Lead-Based Reactor for ADS Research Facility. *Engineering*, 2016, vol. 2 (1), p. 124–131.
14. **Abderrahim H. A., Baeten P., Bruyn D. D., Fernandez R.** MYRRHA – A multi-purpose fast spectrum research reactor. *Energy Conversion and Management*, 2012, vol. 63, p. 4–10.
15. **Yang L., Zhan W.** A New Concept for ADS Spallation Target: Gravity-Driven Dense Granular Flow Targets. *Thorium Energy for the World*. Springer, Cham, 2016.
16. **Gudowski W., Arzhanov V., Broeders C. et al.** Review of the European project – Impact of Accelerator-Based Technologies on nuclear fission safety (IABAT). *Progress in Nuclear Energy*, 2001, vol. 38, p. 135–151.
17. **Bedenko S. V., Ghal-Eh N., Lutsik I. O., Shamanin I. V.** A fuel for generation IV nuclear energy system: Isotopic composition and radiation characteristics. *Applied Radiation and Isotopes*, 2019, vol. 147, p. 189–196.
18. **Yurov D. V., Prikhodko V. V., Tsidulko Yu. A.** Nonstationary Model of an Axisymmetric Mirror Trap with Nonequilibrium Plasma. *Plasma Physics Reports*, 2016, vol. 42 (3), p. 210–225.
19. **Kandiev Y. Z., Kashaeva E. A., Khatuntsev K. E. et al.** PRIZMA status. *Annals of Nuclear Energy*, 2015, vol. 82, p. 116–120.
20. Evaluated Nuclear Data Library Descriptions, Nuclear Energy Agency. URL: [https://oecd-nea.org/dbdata/data/nds_eval_libs.htm\(2020\)](https://oecd-nea.org/dbdata/data/nds_eval_libs.htm(2020)) (accessed 03.03.2019).
21. **Leppaanen J., Pusa M., Viitanen T., Valtavirta V., Kaltiaisenaho T.** The Serpent Monte Carlo code: Status, development and applications in 2013. *Annals of Nuclear Energy*, 2015, vol. 82, p. 142–150.
22. **Kotelnikov I. A., Chernoshtanov I. S., Prikhodko V. V.** Stability of the Drift-Cyclotron Loss-Cone and Double-Humped Modes in Multispecies Plasmas. *Plasma and Fusion Research*, 2019, vol. 14, p. 2403001. DOI 10.1585/pfr.14.2403001
23. **Linnik S. A., Gaydachuk A. V., Shamanin I. V.** Istochnik plazmy tlejushhego razrjada s efektom pologe katoda dlja modifikacii svojstv poverhnosti i nanesenija pokrytij. *Izvestija Tomskogo politehnicheskogo universiteta*, 2011, vol. 318, p. 86–88. (in Russ.)

Материал поступил в редколлегию

Received
28.01.2021

Сведения об авторах / Information about the Authors

Шаманин Игорь Владимирович, доктор физико-математических наук, профессор, заведующий кафедрой, Томский политехнический университет (Томск, Россия)

Igor V. Shamanin, Doctor of Science (Physics and Mathematics), Professor, Head of Department, Tomsk Polytechnic University (Tomsk, Russian Federation)

shiva@tpu.ru

Аржанников Андрей Васильевич, доктор физико-математических наук, профессор, главный научный сотрудник, Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера (Новосибирск, Россия); профессор, физический факультет, Новосибирский государственный университет (Новосибирск, Россия)

Andrey V. Arzhannikov, Doctor of Science (Physics and Mathematics), Professor, Head Researcher, Budker Institute of Nuclear Physics (Novosibirsk, Russian Federation); Professor, Novosibirsk State University (Novosibirsk, Russian Federation)

arzhan1@ngs.ru

Приходько Вадим Вадимович, кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник, Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера (Новосибирск, Россия)

Vadim V. Prikhodko, Candidate of Science (Physics and Mathematics), Senior Researcher, Budker Institute of Nuclear Physics (Novosibirsk, Russian Federation)

v.v.prikhodko@inp.nsk.su

Шмаков Владимир Михайлович, кандидат физико-математических наук, ведущий научный сотрудник, Российский федеральный ядерный центр – ВНИИТФ (Снежинск, Россия)

Vladimir M. Shmakov, Candidate of Science (Physics and Mathematics), Leading Researcher, FSUE “RFNC – VNIITF named after Academ. E. I. Zababakhin” (Snezhinsk, Russian Federation)

v.m.shmakov@vniitf.ru

Модестов Дмитрий Геннадьевич, научный сотрудник, Российский федеральный ядерный центр – ВНИИТФ (Снежинск, Россия)

Dmitry G. Modestov, Senior Research Fellow, FSUE “RFNC – VNIITF named after Academ. E. I. Zababakhin” (Snezhinsk, Russian Federation)

v.v.prikhodko@inp.nsk.su

Луцик Игорь Олегович, аспирант, Томский политехнический университет (Томск, Россия)

Igor O. Lutsik, PhD student, Tomsk Polytechnic University (Tomsk, Russian Federation)

iol4@tpu.ru

Полозков Сергей Дмитриевич, аспирант, Томский политехнический университет (Томск, Россия)

Sergey D. Polozkov, PhD student, Tomsk Polytechnic University (Tomsk, Russian Federation)
sdp2@tpu.ru

Беденко Сергей Владимирович, кандидат физико-математических наук, доцент, Томский политехнический университет (Томск, Россия)

Sergey V. Bedenko, Candidate of Science (Physics and Mathematics), Associate Professor, Tomsk Polytechnic University (Tomsk, Russian Federation)
bedenko@tpu.ru