

P13-2017-57

Е. П. Шабалин, В. Л. Аксенов,
Г. Г. Комышев, А. Д. Рогов

**ВЫСОКОПОТОЧНЫЙ ИМПУЛЬСНЫЙ
ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ РЕАКТОР
НА ОСНОВЕ НЕПТУНИЯ**

Направлено в журнал «Атомная энергия»

Шабалин Е. П. и др.

P13-2017-57

Высокопоточный импульсный исследовательский реактор на основе нептуния

Излагаются принципы конструкции и описываются параметры перспективного источника нейтронов для исследований на выведенных пучках на основе реакции деления изотопа ^{237}Np . Показано, что подобный высокоинтенсивный источник нейтронов будет обладать уникальными свойствами и по эффективности использования для целей нейтронной спектроскопии займет ведущее место в мире.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики им. И. М. Франка ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2017

Shabalin E. P. et al.

P13-2017-57

Highly Intense Pulsed Neutron Source Based on Neptunium

The basic concept and parameters of an advanced neutron source assigned for experiments using extracted beams based on the fission of neptunium isotope ^{237}Np are presented. It is asserted that the highly intense source will possess unique properties both in the reactor and booster modes of operation, i.e., as a multiplying target of a proton accelerator. It will surpass all pulsed neutron facilities for neutron spectroscopy of modern times.

The investigation has been performed at the Frank Laboratory of Neutron Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2017

ВВЕДЕНИЕ

Высокопоточные источники нейтронов для исследований на выведенных пучках [1], как работающие в настоящее время, так и создаваемые, подошли к технологическому пределу в получении плотности потока на поверхности источника. Так, лидеры среди реакторов с непрерывным потоком — работающий в Институте Лауэ–Ланжевена (Гренобль, Франция) реактор HFR и сооружаемый в Санкт-Петербургском институте ядерной физики им. Б. П. Константинова НИЦ «Курчатовский институт» (Гатчина, Россия) реактор ПИК — имеют среднюю по времени плотность потока тепловых нейтронов, доступных для исследований на внешних пучках, $\Phi_0 = 1,3$ и $1,5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ соответственно, что фактически является технологическим пределом для реакторов такого типа.

В настоящее время тенденция в создании источников нейтронов на выведенных пучках — это комбинация ускорителя протонов с мишенью из тяжелого металла. Лидеры среди работающих испарительных источников на базе протонных ускорителей — STS (вторая мишень установки SNS, Ок-Ридж, США) и JSNS (Ибараки, Япония) — после достижения проектных параметров будут давать потоки нейтронов на поверхности внешнего замедлителя в импульсе $\Phi_p \sim (5-6) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, что также близко к пределу технических возможностей для этого типа источников. В создаваемом в Лунде (Швеция) Европейском испарительном источнике ESS с ускорителем протонов до энергии 2,5 ГэВ и мощностью пучка на мишени 5 МВт пиковый поток будет примерно такой же величины.

Особое место среди источников нейтронов в мире занимает пульсирующий реактор ИБР-2 в Объединенном институте ядерных исследований (ОИЯИ) (Дубна). По импульсному потоку нейтронов он является лидером среди действующих импульсных источников, и после достижения проектных параметров на вводимых в строй в 2019–2023 гг. установках (STS, JSNS и ESS) дубненский реактор останется в числе ведущих источников. Однако средняя по времени плотность потока с поверхности водяных замедлителей ИБР-2 $(5-10) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ окажется существенно ниже, чем в лучших испарительных источниках. Кроме того, длительность импульса реактора ИБР-2 около 300 мкс является фиксированной, в то время как на ускорительных источниках возможно получение коротких (до 20 мкс) импульсов, что обеспечивает более высокое энергетическое разрешение при спектрометрии нейтронов. Проведенные расчеты по оптимизации конструкции ИЯУ ИБР-2

показывают, что увеличить среднюю мощность реактора и, соответственно, поток нейтронов практически не представляется возможным.

Еще при проектировании ИБР-2 [2–4] в 60-х гг. XX в. были изучены предельные возможности пульсирующего ядерного реактора для исследований по физике конденсированных сред. Было показано, что наилучшие параметры нейтронных пучков тепловых нейтронов обеспечивает реактор на быстрых нейтронах с объемом активной зоны 15–20 л при средней тепловой мощности не менее 10 МВт [5]. В то время единственным действующим импульсным реактором был ИБР — маломощный (1–3 кВт) охлаждаемый воздухом реактор с металлическим плутонием, созданный в Дубне в 1960 г. Считалось рискованным идти на создание реактора с предельными нагрузками, превышающими ИБР в тысячи раз, и реактор ИБР-2 был спроектирован на 4 МВт. В итоге же пределом рабочего режима ИБР-2 стала мощность 2 МВт. Тем не менее реактор ИБР-2 в течение более 30 лет (с 1984 г.) был и пока еще остается самым высокопоточным источником тепловых нейтронов для исследований на выведенных пучках, обеспечивая пиковую плотность потока нейтронов на поверхности внешнего замедлителя $6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ и среднюю плотность потока до $10^{13} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$.

В работе [6] показано, что импульсные источники медленных нейтронов на основе реакции деления (импульсные реакторы и импульсные бустеры) могут быть конкурентоспособными по отношению к нейтронопроизводящим мишеням протонных ускорителей (spallation neutron sources) и даже значительно (на порядок) превосходить их по пиковым потокам медленных нейтронов при использовании уже освоенных ядерных технологий. Средняя по времени векторная плотность потока тепловых нейтронов может достигать $(2–3) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ (в пересчете на угол 2π — так называемый 2π -эквивалент) при мощности реактора 15–20 МВт. Так что заявленные в первоначальном проекте ИБР-2 предельные параметры импульсного реактора вполне реальны для будущего источника нейтронов.

В работе приводятся основы конструкции и предполагаемые параметры одного из возможных «наследников» ИБР-2 — импульсного реактора периодического действия с ядерным топливом на основе ^{237}Np . Такая же нептуниевая активная зона с модулятором реактивности может эффективно служить и в качестве размножающей мишени сильноточного протонного ускорителя.

ОСОБЕННОСТИ ^{237}Np КАК ДЕЛЯЩЕГОСЯ ИЗОТОПА И ЯДЕРНОГО ГОРЮЧЕГО ДЛЯ ИМПУЛЬСНОГО ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОГО РЕАКТОРА

Главная особенность изотопа ^{237}Np в отличие от традиционных ядерных композиций на основе ^{235}U и ^{239}Pu — это пороговый характер сечения деления (рис. 1). Существенно, что эффективный порог деления около

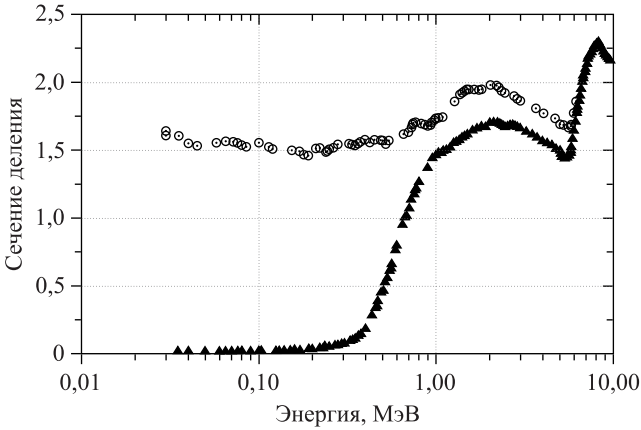


Рис. 1. Микроскопическое сечение деления (в ед. 10^{-24} см^2) ^{239}Pu (кружки) и ^{237}Np (треугольники)

0,4 МэВ, что на 0,2 МэВ ниже порога деления ^{238}U . Это обеспечивает создание критической массы при достаточной плотности ядер нептуния [7, 8]. Известно, что для альфа-фазы металлического ^{237}Np с плотностью $20,45 \text{ г/см}^3$ $k_\infty = 1,638$, а голый шар из металлического нептуния такой плотности имеет критический радиус и критическую массу 8,864 см и 59,7 кг соответственно. При этом эффективная доля запаздывающих нейтронов β_{eff} составляет $0,91 \cdot 10^{-3}$.

Что же влечет за собой такой характер сечения деления? Важных следствий как минимум три.

- Во-первых, время жизни поколения быстрых нейтронов τ в зоне с нептунием значительно ниже значения той же величины для зоны с плутонием. Так, в действующем исследовательском реакторе на быстрых нейтронах ИБР-2 τ составляет 65 нс, а в реакторах на промежуточных нейтронах — до нескольких микросекунд, в то время как в нептуниевом реакторе — от 3 до 10 нс, в зависимости от объемной плотности ядерного топлива в активной зоне. Этот фактор позволяет иметь более короткую вспышку быстрых (и, соответственно, тепловых) нейтронов в режиме работы пульсирующего реактора и более высокую мощность при заданной длительности импульса тепловых нейтронов для режима бустера. Действительно, длительность импульса мощности реактора (точнее, ширина на половине высоте) вычисляется по формуле [9, 10]

$$\theta_{1/2} \cong 2,35 \sqrt{\frac{\tau}{\gamma}},$$

где γ — скорость изменения коэффициента размножения нейтронов в реакторе в момент времени, когда $k_p = 1$ (k_p — коэффициент размножения

только на мгновенных нейтронах). Влияние времени жизни поколения быстрых нейтронов на параметры бустера, т. е. размножающей мишени, еще сильнее: в оптимальном режиме работы умножение нейтронного источника в бустере обратно пропорционально τ :

$$M \cong \frac{\theta_{\text{eff}}}{\tau}.$$

Здесь эффективная длительность импульса тепловых нейтронов θ_{eff} определена как $\theta_{\text{eff}} \cong T_0/2 + T_1$, где T_1 — постоянная времени спада потока тепловых нейтронов, T_0 — длительность импульса тока ускорителя, причем $T_0 \leq T_1$.

• Во-вторых, эффективная доля запаздывающих нейтронов β_{eff} оказывается заметно ниже той же величины для ^{239}Pu , которая в ИБР-2 равна $2,16 \cdot 10^{-3}$ на один мгновенный нейтрон деления. Дело в том, что запаздывающие нейтроны деления имеют энергию от 0,2 до 0,8 МэВ при средней энергии 0,4 МэВ, равной как раз энергии порога деления ^{237}Np [11–13]. Вследствие этого при физической доле запаздывающих нейтронов нептуния $4 \cdot 10^{-3}$ их эффективная доля составляет всего $1,6 \cdot 10^{-3}$. Низкое значение β_{eff} определяет малое значение фоновой мощности в промежутках между импульсами (как для режима импульсного реактора, так и для режима супербустера), а также позволяет работать с более высоким коэффициентом размножения в режиме супербустера. Фоновая мощность импульсного источника определяется очевидным соотношением

$$\frac{N_{\text{back}}}{N_{\text{aver}}} = \frac{\beta_{\text{eff}}}{|\varepsilon|}, \quad (1a)$$

а предельное умножение нейтронов мишени в импульсном бустере (супербустере) — условием сохранения подкритичности системы

$$\frac{N_{\text{boos}}}{N_{\text{targ}}} = M = \frac{1}{\beta_{\text{eff}}}. \quad (16)$$

В формулах (1) N обозначает мощность активной зоны, или интенсивность генерации нейтронов, индексы back, aver, boos, targ относятся соответственно к фону, средней мощности, интенсивности генерации нейтронов в бустере и мишени, ε — уровень подкритичности реактора (бустера) в фоне. Нетрудно оценить, что для уранового бустера предельное умножение около 150, для плутониевого — около 450, а для нептуниевого — около 600. Величина фона (при равной эффективности модулятора реактивности, определяющей параметр ε) в обратной пропорции увеличивается от нептуния к урану.

• И третье следствие порогового характера деления нептуния — это возможность использования для модулятора реактивности материалов, замедля-

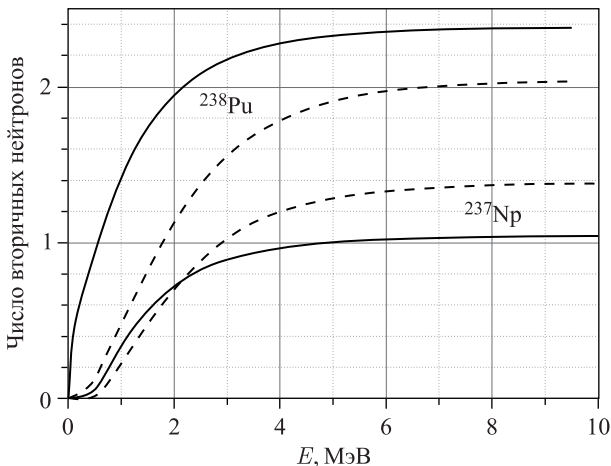


Рис. 2. Сравнение делющихся свойств ядер ^{237}Np и ^{238}Pu в реакторе типа ИБР-2. Ось ординат — число вторичных нейтронов после поглощения одного исходного деления нейтрона с энергией меньше E (ось абсцисс); сплошные кривые — расчет для спектра нейтронов во внешнем пучке реактора ИБР-2, штриховые — для спектра деления. Две верхние кривые — для ^{238}Pu , две нижние — для ^{237}Np

ющих нейтроны. Замедление на ядрах водорода с высоким сечением рассеяния (около 4 б для спектра деления) и сбросом энергии нейтрона в среднем на 50 % на одно рассеяние приводит к быстрому выводу нейтрона из зоны деления нептуния. По сути, водород в нептуниевой зоне «работает» как поглотитель нейтронов (точнее, как «поглотитель ценности» нейтронов). Расчеты показывают, что удаление водородсодержащего вещества (например, гидрида титана) из активной зоны нептуниевого реактора дает изменение реактивности, сравнимое с вводом делющегося вещества. Такого эффекта нельзя достичь перемещением эквивалентного объема отражателя.

Помимо порогового характера деления нептуниевое ядерное топливо обладает еще одним замечательным свойством — при работе такого реактора на мощности не будет снижения коэффициента размножения от выгорания нептуния, что обычно для реакторов на уране и плутонии, а напротив: запас реактивности реактора будет даже увеличиваться с выгоранием нептуния. Объяснение простое: при захвате нейтрона ядром ^{237}Np возникает β -радиоактивное ядро ^{238}Np , которое с периодом полураспада 2,12 сут превращается в ядро ^{238}Pu . ^{238}Pu является непороговым делющимся изотопом, делющиеся свойства которого значительно лучше, чем у ^{237}Np . Это демонстрируется графиками рис. 2: в мягком спектре нейтронов внешнего пучка ИБР-2 [14] ^{238}Pu делится в 2,4 раза лучше, чем ^{237}Np , а в жестком спектре деления — в 1,4 раза.

ФИЗИЧЕСКИЕ И ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НЕПТУНИЯ И НИТРИДА НЕПТУНИЯ, ПРИМЕНЕНИЕ

Исследованию механических и теплофизических свойств нептуния и его сплавов посвящен целый ряд публикаций, например, [15–17]. Нитриды актиноидов, и нитрид нептуния в частности, обладают весьма привлекательными свойствами для ядерного топлива: высокой плотностью и хорошей теплопроводностью. Свойства нитрида нептуния достаточно интенсивно исследуются в последние два десятка лет в связи с проблемой трансмутации радиоактивных отходов. Нептуний, с одной стороны, относится к разряду самых многочисленных ядерных отходов, а с другой — нептуний сам является потенциальным ядерным топливом в составе композиций с плутонием. В этом направлении наиболее известны работы японских специалистов [18–21].

Некоторые свойства металлического нептуния и нитрида нептуния приведены в таблице.

Свойство	Металлический нептуний	Нитрид (300 К)	Нитрид (1500 К)
Плотность, г/см ³ α-фаза, $T < 280$ °С γ-фаза, $T > 576$ °С	19,4 18,0	13,4	~ 13
Теплоемкость, Дж/г/К	0,12	0,20	0,28
Теплопроводность, Вт/м/К	7,7 (6,3)	~ 13	17,5
Коэффициент теплового расширения (линейный), 1/К	$0,41 \cdot 10^{-5}$	10^{-5}	$1,5 \cdot 10^{-5}$
Температура плавления, °С	637		
Модуль упругости, ГПа		140	105

Использование именно нитрида нептуния в импульсном реакторе — источнике нейтронов для исследований на выведенных пучках — особенно привлекательно. Активная зона реактора на оксиде нептуния вследствие его низкой плотности имела бы значительно больший размер, и, соответственно, для достижения такого же потока нейтронов пришлось бы повышать мощность реактора в два-три раза по сравнению с реактором на нитриде. Дело в том, что плотность потока исследовательского реактора для экспериментов на выведенных пучках определяется не полной тепловой мощностью, а удельной энергонапряженностью (удельным теплосъемом) [4].

Насколько доступен нептуний? ²³⁷Np является искусственным изотопом с периодом полураспада $2,14 \cdot 10^6$ лет и накапливается (как побочный продукт) при работе энергетических ядерных реакторов вследствие β-распада ²³⁷U (период 6,7 сут), который образуется в реакторах на быстрых нейтронах по реакции ($n, 2n$) на ²³⁸U или путем двойного захвата на ²³⁵U и ²³⁶U

в тепловых реакторах. Он является одним из самых значительных отходов атомно-энергетического комплекса. Один блок ВВЭР вырабатывает до 13 кг нептуния в год. В реакторе на быстрых нейтронах ^{237}Np образуется в количестве, составляющем примерно 0,3 % от произведенного ^{239}Pu . Сегодня также известны радиохимические методы выделения ^{237}Np . Количество накопленного в мире ^{237}Np постоянно растет; к настоящему времени оно измеряется тоннами (точные данные авторам неизвестны). Таким образом, задача получения ^{237}Np в необходимых для создания исследовательского реактора (бустера) количествах 200–300 кг в принципе не представляется неразрешимой.

В настоящее время единственное пока применение ^{237}Np — это наработка изотопа ^{238}Pu , крайне необходимого источника долговременного питания космических аппаратов. В монографиях В.Ф. Колесова [22] детально рассмотрен вопрос о применении ^{237}Np в качестве топлива внутренней активной зоны (АЗ1) в двухсекционном бустере-реакторе с внешней зоной (АЗ2) из ^{235}U для создания сверхмощного источника быстрых нейтронов с так называемой вентильной нейтронной связью секций. Показано, что АЗ1 в такой системе может работать как в бустерном режиме (с линейным ускорителем электронов), так и в режиме импульсного самогасящегося реактора аperiодического действия. При этом принималось, что топливом АЗ1 является металлический сплав нептуния с галлием (массовая доля галлия 9 %), а топливом АЗ2 — сплав урана с молибденом (доля молибдена по массе 9 %). Такая двухзонная система эффективна для облучательных экспериментов или для создания лазеров с ядерной накачкой [23], но для генерации выведенных импульсных пучков нейтронов ее преимущества перед однозонным бустером (супербустером) на нептунии не были доказаны.

КОНСТРУКЦИЯ НЕПТУНИЕВОГО РЕАКТОРА

Два возможных варианта компоновки импульсного исследовательского реактора на основе нептуния даны на рис. 3 и 4. На рис. 3 представлен вариант с расположением замедлителей нейтронов под активной зоной, что дает наибольший поток тепловых нейтронов. Однако вариант на рис. 4 с расположением замедлителей у боковой поверхности активной зоны выглядит более практичным — он близок к традиционным схемам исследовательских реакторов и источников нейтронов настолько, насколько это возможно при использовании нептуния. Но в отличие от существующих установок замедлители и пучки нейтронов расположены на двух горизонтальных уровнях (рис. 5–8), обеспечивая большее число пучков. Главная же особенность нептуниевого импульсного реактора — это модулятор реактивности, основанный на замене водородсодержащего вещества на пустоту. В описываемых вариантах модулятор выполнен в виде вращающегося диска, вдоль периферии которого на-

ходится гидрид титана, вещество с высоким содержанием водорода, в форме радиальных секторов. В одном из секторов гидрид титана заменен на пустоту; при вхождении этого сектора в область активной зоны реактора коэффициент размножения нейтронов возрастает вследствие ужесточения спектра ней-

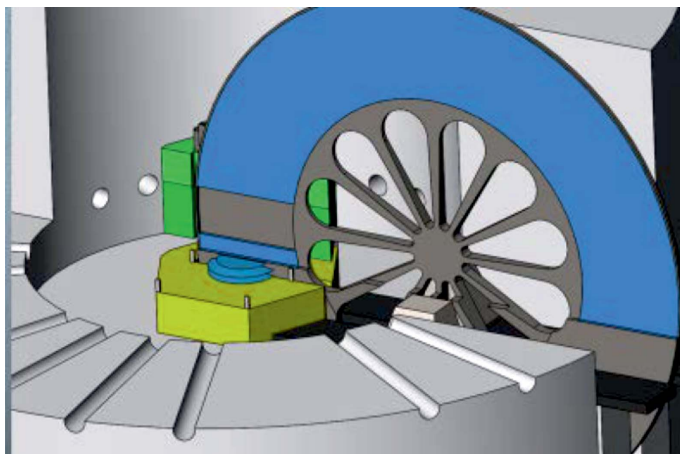


Рис. 3. Схема реактора «Нептун» с размещением замедлителей под активной зоной. Горчичным цветом помечен бериллиевый отражатель под замедлителями

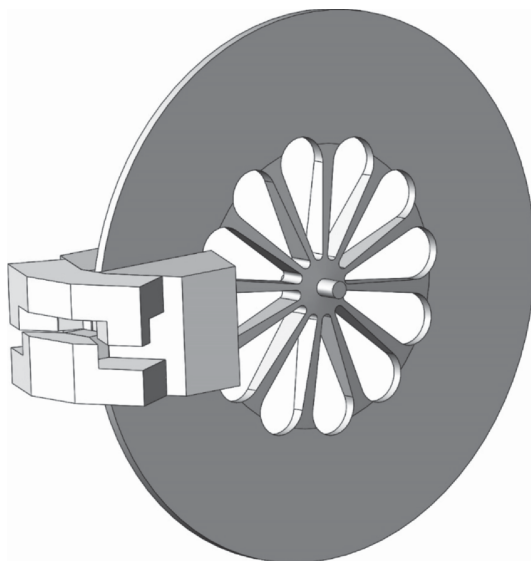


Рис. 4. Схема реактора «Нептун» с боковым размещением замедлителей

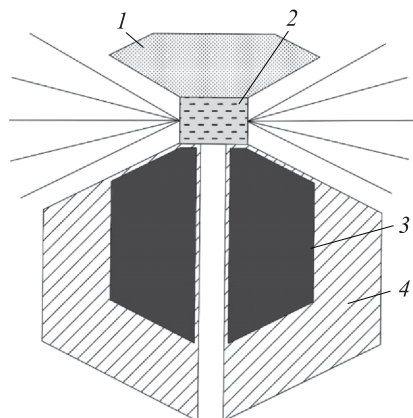


Рис. 5. Сечение реактора в плоскости секции 2 (нумерацию секций см. на рис. 8): 1 — активная зона; $Np + Pb + Vi$; 2 — отражатель, никель; 3 — замедлитель; 4 — бериллиевый отражатель

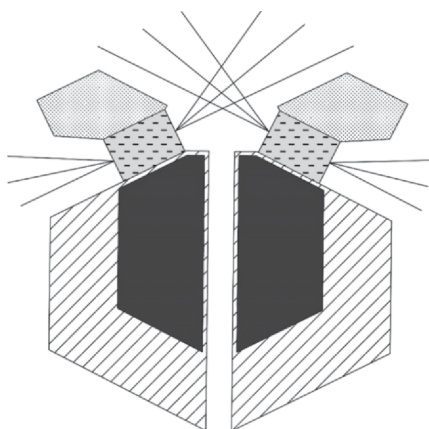


Рис. 6. Сечение реактора в плоскости секции 3

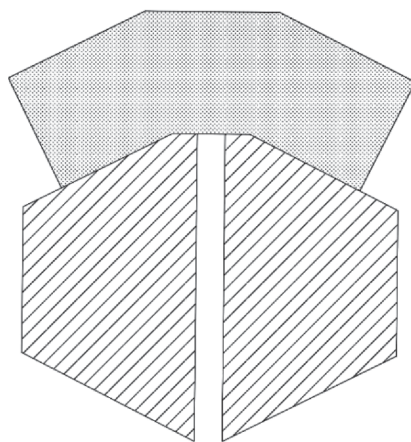


Рис. 7. Сечение реактора в плоскости секций 1 и 4

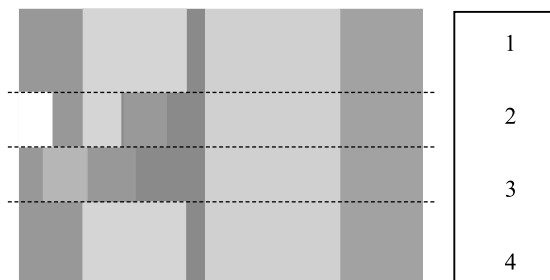


Рис. 8. Схема нумерации горизонтальных секций реактора

тронов (см. рис. 1). Использование такого модулятора обеспечивает более глубокую модуляцию реактивности, чем использование подвижного отражателя (примерно в два раза). При плотности гидрида в секторах модулятора реактивности $3,5 \text{ г/см}^3$ (компактный гидрид имеет плотность $3,8 \text{ г/см}^3$) глубина модуляции реактивности составит не менее 4% $k_{\text{эф}}$, при этом фоновая мощность реактора не превысит 4% от средней мощности.

Гидрид титана радиационно стоек, хорошо изучен и используется в биологической защите ядерно-энергетических установок [24]. Высокое содержание водорода в гидриде сохраняется до температуры 500°C . Охлаждение модулятора воздушное. Интенсивность тепловой нагрузки на гидрид титана в секторах, непосредственно примыкающих к пустой полости, достаточно высока — до 5 Вт/см^3 при мощности реактора 15 МВт , что требует специальных технических решений для охлаждения гидрида ниже допустимой температуры. Это может быть установка двух пустотных полостей, размещенных симметрично в диске модулятора, и/или введение промежуточных секторов из вольфрама между пустотной полостью и гидридом. Кроме того, для продления ресурса работы модулятора конструкция диска такова, что позволяет периодически заменять сектора с гидридом, которые во время импульса мощности реактора оказываются вблизи активной зоны, на удаленные сектора.

Активная зона и стационарный отражатель охлаждаются свинцово-висмутовым эвтектическим сплавом, поступающим в сосуд реактора снизу. Там же находится опорная плита для крепления сборок тепловыделяющих элементов (ТВЭ), которые загружаются сверху. С целью снижения критического объема реактора выбраны ТВЭ пластинчатого типа с топливным сердечником 10 мм . Наружная поверхность пластинчатых ТВЭ имеет выступы для интенсификации теплообмена и дистанционирования пластин. При средней тепловой мощности реактора 15 МВт необходимый коэффициент теплоотдачи $250 \text{ кВт/м}^2/\text{К}$. Если при детальном анализе окажется, что свинцово-висмутовый сплав не обеспечит нужной теплоотдачи, то можно применить и натриевое охлаждение. Большой недостаток использования натрия — положительный пустотный эффект реактивности.

Единственное, пожалуй, отрицательное свойство нитрида нептуния как ядерного топлива для исследовательского реактора — его низкая пластичность, что препятствует выходу газообразных продуктов деления и приводит к объемному распуханию топливного сердечника со скоростью $\sim 1,5\%$ на 1% выгорания при температуре в центре ТВЭ не выше 1500 К [17]. Для обеспечения ресурса стальной оболочки ТВЭ длительностью 20 лет (выгорание 10% т. а.) зазор между топливом и оболочкой должен быть не менее $0,3 \text{ мм}$ (с каждой стороны пластины) и заполнен жидким свинцом с целью снижения температуры топлива. При этом догрузка топлива в течение времени эксплуатации не предусматривается — вышеупомянутый эффект накопления ^{238}Pu полностью компенсирует потерю нептуния в процессе выгорания.

Следует отметить, что позитивное свойство нептуниевой зоны — положительный эффект выгорания — имеет и негативный оттенок: необходимость хранения отработанной зоны в условиях принудительного охлаждения в течение двух-трех сотен лет, пока альфа-активность ^{238}Pu не снизится по крайней мере на порядок. Тепловыделение в отработанной зоне будет около 30 Вт/кг, или 10 кВт со всей массы. Альтернативой может быть использование этих отходов в качестве автономного и абсолютно надежного источника тепла или электроэнергии в условиях, где есть возможность обеспечить биологическую защиту от гамма-излучения продуктов деления. Необлученный нептуний также излучает гамма-кванты: дочернее ядро α -распада ^{237}Np — ^{233}Pa — является β -активным с периодом полураспада 27 сут, причем β -распад идет не только в основное состояние ядра ^{233}U , но и в возбужденное, т. е. с испусканием γ -квантов. При этом удельная γ -активность топлива определяется в основном периодом полураспада ^{237}Np и составляет около 0,7 Ки/кг. Это соответствует мощности дозы на поверхности активной зоны из ^{237}Np на уровне 30 мЗв/ч (с учетом самопоглощения в топливе) и может привести к определенным трудностям при ее изготовлении и эксплуатации. Доза может быть существенно уменьшена с помощью достаточно простой радиационной защиты, так как энергия γ -квантов ^{233}Pa сравнительно невелика (312 кэВ). Так, свинец толщиной 15 мм ослабляет поток таких γ -лучей примерно в 600 раз.

Критическая загрузка нептуниевого реактора при максимально возможной объемной доле нитрида 70 % составляет по расчету около 350 кг. Объем активной зоны при этом около 40 л. Плотность потока тепловых нейтронов из замедлителей растет с увеличением объема зоны, однако удельная плотность потока на единицу мощности реактора при этом падает, и тем быстрее, чем больше объем [5]. Поэтому выгоднее работать не с таким большим объемом активной зоны. Так, снижение объема до 30 л приводит, согласно данным той же работы, только к 5 %-му снижению плотности потока, а мощность реактора снижается на 33 %. Значительно снизить критическую загрузку реактора (и, соответственно, объем активной зоны) без заметного уменьшения плотности потока нейтронов из замедлителей можно путем добавки ^{239}Pu . При содержании плутония в среднем по зоне 10 % критическая масса уменьшится почти в два раза. При этом увеличение времени жизни поколения быстрых нейтронов из-за деления плутония на резонансных нейтронах небольшое — до 19 нс; достигается это тем, что области активной зоны, примыкающие к замедлителям и к модулятору реактивности, остаются свободными от плутония. Дополнительное преимущество добавки плутония — возможность использования традиционных трубчатых тепловыделяющих элементов вместо пластинчатых.

В конструкции реактора принята компоновка замедлителей нейтронов типа «крылья» (wings в англоязычной литературе) — замедлители располагаются так, чтобы светящаяся поверхность была ориентирована ортогонально

поверхности активной зоны. Эта мера снижает поток быстрых нейтронов и гамма-квантов в сторону выведенных пучков примерно в три раза по сравнению с радиальным расположением замедлителей. Предполагается установить три сборки замедлителей на двух горизонтальных уровнях (см. рис. 5, 6). При этом каждая сборка будет иметь две светящиеся поверхности и состоять, соответственно, из двух отличающихся замедляющих сред. Подобная компоновка обеспечивает вывод не менее 20 нейтронных пучков разного спектрального состава и разной длительности импульса (последнее возможно только для нептуниевого бустера). При использовании обсуждаемого импульсного источника нейтронов в режиме импульсного реактора (без ускорителя) все замедлители ориентированы на длинный импульс тепловых и холодных нейтронов (200–300 мкс) с максимальной пиковой плотностью потока до $(0,6-0,7) \times 10^{17} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ и средней плотностью $(0,5-1,5) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ (значения величины потока в указанном диапазоне определяются видом и расположением соответствующего блока замедлителя и направлением пучка нейтронов).

При использовании обсуждаемого импульсного источника нейтронов в режиме *супербустера*, т. е. размножающей нейтронопроизводящей мишени протонного ускорителя с модулятором реактивности, можно ввести один-два замедлителя с малым временем жизни тепловых нейтронов 15–20 мкс (тонкие водяные замедлители 15–25 мм толщиной или *отравленные* замедлители — вода с гомогенной или гетерогенной добавкой поглощающего нейтроны вещества). В сочетании с коротким импульсом протонов и умножением нейтронного потока в активной зоне в 300–500 раз длительность результирующего импульса тепловых нейтронов будет порядка 20 мкс с соответствующим выигрышем в интенсивности пучка нейтронов при малом энергетическом разрешении. При этом пучки нейтронов из толстого неотравленного замедлителя сохраняют высокий пиковый поток — такой же, как в режиме реактора. Источник станет универсальным, обеспечивая наилучшие условия проведения экспериментов одновременно на всех спектрометрах.

Управление реактором осуществляется подвижными элементами бокового никелевого отражателя, обеспечивающими до 1,5 % компенсации реактивности. С учетом малости эффекта реактивности от выгорания нептуния такая глубина регулирования достаточна. Роль аварийной защиты будут выполнять блоки бериллиевого отражателя.

КИНЕТИКА И ДИНАМИКА РЕАКТОРА, ВОПРОСЫ ЯДЕРНОЙ БЕЗОПАСНОСТИ

Кинетика и динамика нептуниевого реактора описываются общепринятыми уравнениями транспорта нейтронов, диффузии тепла и упругости твердого тела, как и для урановых и плутониевых реакторов (см., например, [25, 26]). Однако вследствие чрезвычайно малого времени жизни по-

колениа нейтронов деления динамика импульса мощности имеет свои особенности. Так, важный параметр реактора — импульсная доля запаздывающих нейтронов β_{pul} — необычно мал, в пять раз меньше этой величины для действующего импульсного реактора ИБР-2. Величина β_{pul} не связана с физической или эффективной долей запаздывающих нейтронов; она получила такое название из-за того, что для описания нестационарных процессов разгона или спада мощности импульсного реактора периодического действия (иногда используется термин «пульсирующий реактор») можно использовать общеизвестное соотношение «обратных часов», заменив в нем эффективную долю запаздывающих нейтронов β_{eff} на β_{pul} [9, 10]. Соответственно, мгновенное увеличение энергии импульса мощности при малых возмущениях реактивности ε можно выразить простым соотношением

$$Q_n/Q_0 \cong 1 + \varepsilon/\beta_{\text{pul}} \quad \text{при} \quad \varepsilon \ll \beta_{\text{pul}}.$$

При бóльших возмущениях реактивности порядка $\varepsilon \sim \beta_{\text{pul}}$ энергия импульса подчиняется соотношению

$$Q_n/Q_0 \cong \exp(\varepsilon/\beta_{\text{pul}}).$$

Импульсная доля запаздывающих нейтронов β_{pul} для реактора «Нептун» при частоте всплеск 10 с^{-1} и при скорости модулятора 60 м/с оценивается в $3 \cdot 10^{-5} k_{\text{eff}}$. Тогда случайное возмущение реактивности, столь малое как $\pm 10^{-5} k_{\text{eff}}$ (соответствует колебаниям температуры топливного сердечника на $\sim 1 \text{ К}$), вызовет изменение энергии импульса мощности в $\sim 1,4$ раза, а возмущение $3 \cdot 10^{-5} k_{\text{eff}}$ — уже в 2,718 раза (данные приведены для мощности реактора ниже номинальной). Сами по себе колебания энергии импульса были бы несущественны при работе нейтронного источника для исследований на пучках (где набор статистики нейтронного счета происходит за большое число импульсов реактора, измеряемое тысячами), но существует естественный предел энергии импульсов реактора, за которым реактор выходит в область так называемой *стохастической неустойчивости* [27–30]. В области неустойчивости амплитуда импульсов мощности колеблется во времени либо периодически (с периодом кратностью 2^n от периода модуляции реактивности), либо носит стохастический характер при максимальной амплитуде в 3–4 раза выше номинальной. Порог стохастической неустойчивости определяется соотношением

$$|k_T \cdot \Delta T| = 2\beta_{\text{pul}}, \quad (2)$$

где k_T — быстрая составляющая отрицательного температурного эффекта реактивности. При средней мощности реактора «Нептун» 15 МВт номинальный нагрев топлива за импульс ΔT будет равен 20 К и, следовательно, мгновенный температурный эффект реактивности должен быть, согласно формуле (2),

не более $3 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ по модулю. Обычное значение k_T порядка 10^{-5} K^{-1} , но нетрудно уменьшить его путем секционирования топливных пластин с небольшим суммарным зазором порядка 2–3 мм на всю длину топливного сердечника. При этом отрицательный мощностный эффект на номинальной мощности по температуре топлива будет больше, чем $\beta_{\text{эфф}}$, что достаточно для безопасной работы. Нагрев теплоносителя внесет дополнительный отрицательный вклад в мощностный коэффициент реактивности (пустотный эффект свинцового теплоносителя 0,15 % $k_{\text{эфф}}$). Так что путем секционирования топливных пластин (или стержней в случае цилиндрических ТВЭ) можно поднять порог стохастической неустойчивости выше номинальной мощности.

Существенный момент в оценке безопасности реакторной установки — реакция на быстрые значительные возмущения реактивности. Отрицательная обратная связь по температуре топлива снижает энергию аварийных импульсов. Для реактора «Нептун» в случае секционирования топливных пластин эффект самогашения проявится сильнее, чем в случае с цельными сердечниками. Дело в том, что энергия аварийного импульса определяется соотношением между скоростью развития цепной реакции τ/ε_m и временем прохождения волны упругой деформации топливного сердечника L/c , где L — длина секции пластины, а c — скорость звука (около 3000 м/с для нитрида нептуния). Самогашение сказывается при $\tau/\varepsilon_m > L/c$. Детальные расчеты динамики аварийных импульсов ведутся, но качественная оценка уже показала, что энергия импульса мощности при быстром вводе реактивности $10^{-4} k_{\text{эфф}}$ (случай опорожнения всех трех камер замедлителя в течение 0,1 с) при секционировании сердечников ТВЭ не превысит 4–5-кратного номинального значения, т. е. нагрев сердечника ТВЭ будет порядка 100 К.

В случае использования активной зоны на основе нептуния как нейтронопроизводящей мишени протонного ускорителя (режим супербустера) влияние флуктуаций реактивности на энергию импульсов мощности в сотни раз слабее. Ведущую роль в генерации нейтронных всплесков играет тогда ток протонов ускорителя, а обратная связь «температура топливного сердечника — ток протонов» отсутствует по естественным причинам.

Отличительная особенность реактора с нептунием состоит в том, что выбранный тип модулятора реактивности принципиально не может внести положительную реактивность при любых неисправностях и поломках вследствие расположения в области максимальной реактивности, а также благодаря радиальной симметрии диска. Существенно также, что компактный гидрид титана не воспламеняется. Безопасность установки во многом определяется также использованием свинцового сплава в качестве хладагента: слив свинца из активной зоны дает отрицательный эффект реактивности. К положительному эффекту реактивности приводит лишь слив воды из замедлителей вследствие ужесточения спектра нейтронов, но из-за наличия бериллиевого отражателя за замедлителями этот эффект несуществен — не более 0,01 % $k_{\text{эфф}}$. При мед-

ленной утечке воды (за время более одной секунды) вводимая реактивность будет полностью компенсироваться температурным эффектом реактивности, и даже в случае быстрого опорожнения всех трех камер замедлителя в течение 0,1 с импульс мощности возрастет лишь в несколько раз, что обсуждалось выше.

Основные параметры реактора «Нептун»

Плотность потока тепловых нейтронов, средняя по времени (зависит от расположения и типа замедлителя), $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$	$(0,5-1,5) \cdot 10^{14}$
Пиковая плотность потока тепловых нейтронов, $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$	$(4-7) \cdot 10^{16}$
Полуширина импульса быстрых/тепловых нейтронов, мкс	
в режиме реактора	200/300
в режиме бустера	от 10 до 200
(зависит от длительности импульса протонов и типа замедлителя)	
Частота импульсов, Гц	
в режиме реактора	10
в режиме бустера	10-30
Фоновая мощность в долях от средней, %	3,2
Число нейтронных пучков	20-22
Тепловая мощность, МВт	до 15
ТВЭ: пластинчатого типа (сердечник 10 мм с жидким свинцовым подслоем 0,3 мм)	
трубчатые (для зоны с плутонием, сердечник 13-14 мм)	
Максимальная температура топлива, К	1500
Температура теплоносителя (эвтектика свинец-висмут), °С	200-500
Расход теплоносителя (при мощности 10 МВт), $\text{м}^3/\text{ч}$	80
Ресурс реактора (по корпусу активной зоны и ТВЭ), тыс. МВт в сут	20-25
Загрузка нитрида нептуния, кг	
без добавки ^{239}Pu	350
с добавкой ^{239}Pu в количестве 10 %	185
Начальный запас реактивности холодной зоны, % k_{eff}	0,4
Наибольший положительный эффект реактивности (слив воды), % k_{eff}	0,01
Параметр параболы реактивности, k_{eff} , см^{-2}	10^{-4}
Полная эффективность модулятора реактивности, % k_{eff}	4,4
Время жизни поколения мгновенных нейтронов, нс	10
Импульсная надкритичность, k_{eff}	$1,2 \cdot 10^{-4}$
Эффективная доля запаздывающих нейтронов, k_{eff}	$1,6 \cdot 10^{-3}$
Импульсная доля запаздывающих нейтронов, k_{eff}	
при малой мощности	$3 \cdot 10^{-5}$
при номинальной мощности	$\sim 7 \cdot 10^{-5}$

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе показано, что использование нептуния в качестве ядерного топлива для импульсного нейтронного источника с высокой плотностью потока тепловых нейтронов (как в варианте импульсного периодического реактора, так и в варианте размножающей нейтронопроизводящей мишени протонного ускорителя) предпочтительнее, чем использование ^{239}Pu . Преимущество заключается не только в отказе от оружейного материала, но и в отсутствии перерывов в работе на перегрузку топлива (возможность работы нептуниевого реактора в течение 15–20 лет с первоначальной загрузкой), а также в возможности получения значительно более коротких всплеск тепловых нейтронов (20 вместо 200 мкс) при сохранении среднего по времени потока нейтронов.

Заметим, что последнее обстоятельство весьма существенно, так как для проведения экспериментов по рассеянию помимо основных характеристик — средней по времени плотности потока нейтронов и частоты повторения импульсов — важна также длительность импульса. В соответствии с экспериментальными методами и спецификой применения разделяют источники с коротким импульсом (оптимально 20 мкс) и с длинным импульсом тепловых нейтронов (для реакторов оптимально 200 мкс, в ESS длительность импульса 2800 мкс). Для реализации современной научной программы (см., например, [31]) желательно иметь обе опции при средней плотности потока не менее $10^{14} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$.

В режиме бустера при невысоких параметрах ускорителя (ток протонов в импульсе до 50 мА, энергия протонов 1 ГэВ, частота 10–30 Гц, мощность пучка до 100 кВт) предлагаемый источник будет иметь пиковую плотность потока нейтронов до 10^{17} , что на порядок выше той же величины для ESS с мощностью пучка протонов 5 МВт, а среднюю по времени плотность потока — до $1,5 \cdot 10^{14}$ (в ESS — до $3 \cdot 10^{14}$).

ЛИТЕРАТУРА

1. Аксенов В. Л., Балагуров А. М. Дифракция нейтронов на импульсных источниках // УФН. 2016. Т. 186. С. 293–320.
2. Ананьев В. Д. и др. Энергетический пуск импульсного исследовательского реактора ИБР-2 и первые физические исследования на его пучках // АЭ. 1984. Т. 57, № 4. С. 227–234.
3. Aksenov V. L., Ananyiev V. D., Shabalin E. P. Repetitively Pulsed Research Reactor IBR-2: 10 Years of Operation // Proc. of the Topical Meeting on Physics, Safety and Applications of Pulse Reactors. Washington, D.C., Nov. 13–17, 1994. P. 111.
4. Ананьев В. Д. и др. Энергетический пуск модернизированного реактора ИБР-2 (ИБР-2М). Сообщ. ОИЯИ Р13-2012-42. Дубна, 2012. 26 с.

5. *Шабалин Е. П., Погодаев Г. Н.* К вопросу оптимизации импульсного реактора на быстрых нейтронах. Сообщ. ОИЯИ 2708. Дубна, 1966. 19 с.
6. *Аксенов В. Л. и др.* О пределе нейтронных потоков в импульсных источниках на основе реакции деления. Препринт ОИЯИ РЗ-2016-90. Дубна, 2016. 18 с.;
Aksenov V. L. et al. On the Limit of Neutron Fluxes in the Fission-Based Pulsed Neutron Sources // *Phys. Part. Nucl., Lett.* 2017. V. 14, No. 5. P. 788–797.
7. *Seifritz W., Wydler P.* Criticality of Neptunium-237 and Its Possible Utilization in Nuclear Reactors // *Nucl. Sci. Eng.* 1979. V. 72, No. 2. P. 272–276.
8. *Sanchez R. et al.* Criticality of a ^{237}Np Sphere // *JAERI-Conf 2003-019*. P. 201–203.
9. *Бондаренко И. И., Стависский Ю. Я.* Импульсный режим работы быстрого реактора // *АЭ.* 1959. Т. 7, вып. 5. С. 417.
10. *Шабалин Е. П.* Импульсные реакторы на быстрых нейтронах. М.: Атомиздат, 1976. 248 с.
11. *Miernik K.* Beta-Delayed Neutron Energy Spectrum Calculated in Effective Density Model // *Acta Phys. Polon. B.* 2015. V. 46. No. 3.
12. *Saleh H. H. et al.* // *Nucl. Instr. Meth. B.* 1995. V. 103. P. 393–400.
13. *Swarlton W. S. et al.* // *Proc. Intern. Conf. on Nucl. Data for Sci. and Tech., Trieste, Italy, May 19–24, 1997.* P. 491.
14. *Шабалин Е. П. и др.* Спектр и плотность потока нейтронов в облучательном канале пучка №3 реактора ИБР-2 // *Письма в ЭЧАЯ.* 2015. Т. 12, №2. С. 336–343.
15. *Хайд Э., Перлман И., Сиборг Г.* Ядерные свойства тяжелых элементов. Вып. 1. Трансурановые элементы. М.: Атомиздат, 1967.
16. *Конев В. Н.* Нептуний-237. Свойства, структура сплавов и соединений. Препринт №11(68). М.: ВНИИНМ, 1981.
17. *Алексеев В. Л., Зайцев В. А.* Нитридное топливо для ядерной энергетики. М.: Техносфера, 2013. 240 с.
18. *Arai Y. et al.* // *J. Nucl. Mater.* 1994. V. 211. P. 248.
19. *Minato K. et al.* Thermochemical and Thermophysical Properties of Advanced Fission Fuel Materials // *Adv. Sci. Technol.* 2005. V. 45. P. 1931–1940.
20. *Minato K. et al.* Thermochemical and Thermophysical Properties of Minor Actinide Compounds // *J. Nucl. Mater.* 2009. V. 389. P. 23–28.
21. *Shibata H. et al.* Thermodynamic Properties of Neptunium Nitride: A First Principles Study // *Nucl. Sci. Eng.* 2012. V. 49, No. 3. P. 328–333.
22. *Колесов В. Ф.* Аперiodические импульсные реакторы. В 2-х т. Саров: ФГУП РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2007.
23. *Дьяченко П. П., Фокин Г. Н.* Реакторно-лазерная система и импульсный реактор на нептунии // Научно-техническая конференция «Нейтронно-физические проблемы атомной энергетики (Нейтроника-2016)», 23–25 ноября 2016 г.
24. *Ястребинская А. В. и др.* Использование гидридсодержащих композиций для защиты ядерных реакторов от нейтронного излучения // *Международ. журн. прикладных и фундаментальных исследований.* 2015. №1 (ч. 6). С. 987–990.

25. Хетрик Д. Динамика ядерных реакторов. Пер. с англ. М.: Атомиздат, 1975. С. 400.
26. Колесов В. Ф. и др. Динамика ядерных реакторов / Под ред. Я. В. Шевелева. М.: Энергоатомиздат, 1990. 518 с.
27. Шабалин Е. П. О колебаниях мощности и пределе устойчивости импульсного реактора // АЭ. 1986. Т. 61, вып. 6. С. 401.
28. Попов А. К. Передаточная функция и устойчивость импульсного реактора периодического действия // АЭ. 1987. Т. 62, вып. 3. С. 195.
29. Shabalin E. Stochastic Dynamics of a Periodic Pulsed Reactor // Proc. of the 1990 International Fast Reactor Safety Meeting. Snowbird, Utah, Aug. 12–16, 1990. V. III. P. 279.
30. Shabalin E. Power Instability and Stochastic Dynamics of Periodic Pulsed Reactors // Nucl. Techn. 1992. V. 99(3). P. 280–288.
31. Aksenov V. L. A 15-year forward look at neutron facilities in JINR. JINR Commun. E3-2017-12. Dubna, 2017.

Получено 2 августа 2017 г.

Редактор *Е. В. Сабеева*

Подписано в печать 13.09.2017.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 1,31. Уч.-изд. л. 1,56. Тираж 215 экз. Заказ № 59231.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: publish@jinr.ru

www.jinr.ru/publish/