

P13-2018-28

Ю. Н. Пепельшев, А. Д. Рогов, С. Ф. Сидоркин<sup>1</sup>

РАСЧЕТЫ ПО ОПТИМИЗАЦИИ  
НЕЙТРОННО-ФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК  
РАЗМНОЖАЮЩИХ ИМПУЛЬСНЫХ ИСТОЧНИКОВ  
НЕЙТРОНОВ НА ОСНОВЕ ПРОТОННОГО УСКОРИТЕЛЯ

Направлено в журнал «ЭЧАЯ»

---

<sup>1</sup> Институт ядерных исследований Российской академии наук, Москва

Пепельшев Ю. Н., Рогов А. Д., Сидоркин С. Ф.

P13-2018-28

Расчеты по оптимизации нейтронно-физических характеристик размножающих импульсных источников нейтронов на основе протонного ускорителя

Действующий в ОИЯИ источник нейтронов на базе импульсного реактора ИБР-2М с плотностью потока тепловых нейтронов на уровне  $\sim 10^{13} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  исчерпает свой ресурс и будет остановлен к 2034 г. Вместо реактора ИБР-2М предлагается рассмотреть подкритический импульсный источник нейтронов, управляемый ускорителем протонов. В настоящее время в мире преимущественно используются неразмножающие источники нейтронов на основе сильноточных протонных ускорителей, например, SNS или ESS с мощностью пучка соответственно 3 и 5 МВт. Приведено сравнение различных категорий импульсных источников нейтронов, управляемых сильноточными пучками протонов, с целью выбора наиболее оптимальных решений. Показано, что перспективным вариантом может быть подкритический однозонный бустер с мишенью на основе вольфрама и с активной зоной из двуокиси плутония. Для такого источника возможно получить среднюю плотность потока тепловых нейтронов на уровне более  $5,0 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  при мощности протонного пучка 0,1–0,2 МВт.

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

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2018

Pepelyshev Yu. N., Rogov A. D., Sidorkin S. F.

P13-2018-28

Optimization Study of the Accelerator-Driven Multiplying Pulsed Neutron Sources

The neutron source operating at the Frank Laboratory of Neutron Physics of the Joint Institute for Nuclear Research (Dubna) on the base of the IBR-2M pulsed reactor with the flux density of thermal neutrons  $\sim 10^{13} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$  will exhaust its resource and be shut down by 2034. It is proposed to consider the proton-driven subcritical pulsed neutron source instead of the IBR-2M. At present, the world mostly uses the nonmultiplying neutron sources based on the high-current proton accelerators, for example, SNS or ESS with a beam power of 3 and 5 MW, respectively. We present the computational comparison of the various categories of the high-current proton accelerator-driven pulsed neutron sources in order to select the most optimal solutions. The one-zone booster with a tungsten target and the core with plutonium dioxide which can be a promising option is shown. For such a source, it is possible to obtain an average thermal neutron flux density of more than  $5.0 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$  at a proton beam power of 0.1–0.2 MW.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2018

## ВВЕДЕНИЕ

Современные тенденции развития импульсных источников нейтронов для проведения научных исследований на выведенных нейтронных пучках требуют создания источников с более высокой плотностью потока нейтронов на образце и более безопасных по сравнению с существующими. Для Лаборатории нейтронной физики им. И. М. Франка Объединенного института ядерных исследований (Дубна) эта задача особенно актуальна, поскольку действующий в лаборатории высокопоточный источник нейтронов на базе импульсного реактора ИБР-2М с плотностью потока нейтронов на уровне  $\sim 10^{13} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  к началу 2040-х гг. исчерпает свой ресурс и будет остановлен. Оптимизировать этот реактор для получения более высоких потоков нейтронов, как показано в работе [1], не представляется возможным. Поэтому вместо ИБР-2М как вариант предлагается рассмотреть источник на базе подкритической импульсной сборки-размножителя, управляемой ускорителем протонов. Мощных источников-размножителей на основе протонных пучков, предназначенных для проведения физических исследований, в мире не существует. Только однажды в США в ANL (IPNS) была создана размножающая мишень на основе 90%-го  $^{235}\text{U}$  с умножением  $\sim 4,8$ , которая проработала ограниченное время и была выведена из эксплуатации, в том числе и по соображениям ядерной безопасности [2]. В настоящее время в мировой практике используются только неразмножающие мишени с ускорителями протонов предельной мощности, например, SNS [3] или ESS [4] с мощностью пучка на мишени соответственно 3 и 5 МВт. В ОИЯИ были два проекта импульсных подкритических нейтронных источников: первый — на базе активной зоны ИБР-2 с ускорителем электронов [5], второй — проект ИРЕН (источник резонансных нейтронов) также с ускорителем электронов [6]. По разным причинам эти проекты не были реализованы. Переход от неразмножающей мишени к размножающей естественно увеличивает число нейтронов в системе, но плотность потока нейтронов на поверхности мишени не растет пропорционально умножению. Прежде всего это связано с геометрическим фактором. Нужно, чтобы увеличение выхода нейтронов с умножением превышало ослабление плотности потока нейтронов с увеличением радиуса системы. Имеются также ограниче-

ния по коэффициенту размножения, который не должен превышать 0,98, если такую установку не рассматривать как реактор. Поэтому вопрос о создании мощных размножителей в качестве пучковых источников нейтронов остается открытым. В работе сделана попытка ответить на него с точки зрения возможности достижения высоких нейтронно-физических параметров такого источника.

## 1. ПРЕДМЕТ И МЕТОДИКА ОПТИМИЗАЦИИ ИМПУЛЬСНЫХ ИСТОЧНИКОВ НЕЙТРОНОВ ДЛЯ ПУЧКОВЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ, УПРАВЛЯЕМЫХ ПРОТОННЫМ УСКОРИТЕЛЕМ

В основу оптимизации источников положен нейтронно-физический аспект. Основная задача — получение средней плотности потока тепловых нейтронов на поверхности водяного замедлителя  $\Phi_{2\pi}$  не менее  $\sim 10^{14} \text{ см}^{-2} \times \text{с}^{-1}$ . Что и как можно оптимизировать в протон-управляемом источнике, видно из нижеследующего. Для плотности потока тепловых нейтронов на образце  $\Phi_{\text{sample}}$  можно записать:

$$\Phi_{\text{sample}} = \Phi_{\text{rc}} G(L) K_{\text{fast}} K_s K_c K_m, \quad (1)$$

где  $\Phi_{\text{rc}}$  — плотность потока нейтронов непосредственно на поверхности источника;  $G(L)$  — геометрический фактор в функции расстояния до образца;  $K_{\text{fast}}$  — коэффициент пропорциональности, определяемый геометрией «активная зона–плоский замедлитель»,  $\Phi_{2\pi} \approx K_{\text{fast}} \Phi_{\text{rc}}$ ;  $K_s$  — коэффициент неравномерности нейтронного потока на поверхности замедлителя;  $K_c$  — поправка на ослабление пучка нейтронов за счет рассеяния и поглощения на воздухе;  $K_m$  — фактор усиления выхода нейтронов из конкретного замедлителя относительно плоского водяного (гребенчатого водяного, холодного). Как видно из (1), повысить плотность потока нейтронов на образце при прочих равных условиях можно путем повышения плотности потока нейтронов на поверхности активной зоны  $\Phi_{\text{rc}}$  и учета типа замедлителя. В работе рассматриваются только плоский и гребенчатый водяные замедлители. Для этих 3 медлителей оценка выхода тепловых нейтронов будет определяться через коэффициенты  $K_{\text{fast}}$  и  $K_m$ , т. е. в виде

$$\Phi_{2\pi} \approx K_{\text{fast}} \Phi_{\text{rc}} K_m. \quad (2)$$

С другой стороны, если в источнике выделяется в секунду  $\varphi [\text{с}^{-1}]$  нейтронов, то плотность потока нейтронов  $\Phi_{\text{rc}}$  на поверхности источника, представленного в виде эквивалентной сферы радиусом  $r$ , равна

$$\Phi_{\text{rc}} [\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}] = \varphi [\text{с}^{-1}] C_{\text{cp}} / (4\pi r^2),$$

где  $C_{\text{ср}}$  — коэффициент, учитывающий поглощение нейтронов. Таким образом, только малые размеры источника позволяют достичь нужной плотности потока нейтронов на образце.

Во всех расчетах в качестве плотности потока тепловых нейтронов  $\Phi_{2\pi}$  на поверхности замедлителя приводится средняя по поверхности  $2\pi$ -эквивалентная величина. Для оценки максимальной плотности потока тепловых нейтронов выражение (2) дополняется коэффициентом неравномерности нейтронного потока  $K_s$ . Величина  $K_s$  может быть достаточно велика, например, для гребенчатого водяного замедлителя она будет равна  $K_s = 1,42$ . Выражение (2) есть основа для оптимизации источника по методу Монте-Карло.

В расчетах для получения максимально возможной плотности потока нейтронов на поверхности протон-управляемого нейтронного источника оптимизировались материал мишени, топлива, размеры активной зоны (АЗ), материал теплоносителя, материал и размеры отражателей, а также ряд других факторов, влияющих на выход нейтронов. Оценивалось также энерговыделение в различных частях источника. Проводилась оптимизация по выходу тепловых нейтронов с поверхности водяного замедлителя, установленного на нейтронном источнике. Каждый вариант оптимизировался в условиях работы источника, близких к реальным: с учетом конструкционных материалов и наличия теплоносителя для съема тепла в АЗ. Расчет проводился как с однородным составом топлива, хладагента и конструкционных материалов, так и с детальной прорисовкой тепловыделяющих элементов (ТВЭЛов). Правомерность гомогенизации элементов, входящих в состав АЗ, при расчете бустера с компактной АЗ была проверена экспериментально на ИБР-2 и успешно использовалась для получения интегральных оценок АЗ, таких как эффективный коэффициент размножения, время жизни нейтронов и т.д. Это существенно упрощало проведение расчетов и практически не влияло на их точность. Во всех основных расчетах использовалась программа, подобная MCNP-5.

Исходное ограничение для конструкции расчетной модели источника было только одно: при высокой, но допустимой мощности АЗ подкритическая сборка должна иметь вращающуюся мишень, которая выполняла бы роль модулятора реактивности, снижающего мощность в промежутке между импульсами, и одновременно облегчала бы теплоотвод. Необходимость такого решения была основана на анализе рассчитанной и экспериментально определенной формы импульса бустера ИБР-30 с плутониевой зоной. Данные по форме импульса, измеренного в широком динамическом диапазоне мощности (до пяти порядков), получены на ИБР-30 в широком диапазоне умножения. Результаты будут представлены в отдельной работе.

На примере проекта ИРЕН рассмотрим схему подкритического размножителя (бустера) без модулятора реактивности (рис. 1) [5]. В центр АЗ из плутония помещается нейтронно-производящая мишень. Вся система, «АЗ +

мишень», «выводится» в подкритический режим при мощности не выше 12 кВт. На торец мишени направляется пучок электронов. АЗ окружена вольфрамовым отражателем и затем водяным замедлителем. Тепло снимается газовым продувом АЗ.

Очевидно, что вариантов источника, подобных бустеру, представленному на рис. 1, может быть большое количество: меняется, например, материал мишени, тип активной зоны, умножение, теплосъем, мощность пучка электронов и т. д. Поэтому возникает необходимость систематизировать предмет исследований — мишень для пучка ускорителя. В настоящее время нейтронно-производящая мишень, бомбардируемая пучком, например, протонов, может называться по-разному: мишень, неразмножающая мишень, размножающая мишень, бустер, импульсный бустер, супербустер, подкритическая сборка, каскадный бустер и т. д. Названия соответствуют некоторым нюансам конструкции источника. Иногда названия дублируют друг друга, что вызывает путаницу. Разнобой в понимании возникает из-за того, что смотреть на нейтронный источник можно с точки зрения разработчика (конструктора) или с точки зрения пользователя. Для пользователя в данном случае сам нейтронный источник — это просто «мишень». Для удобства проведения анализа понятие «мишень» конкретизируется по нескольким категориям: 1) неразмножающая мишень; 2) размножающая мишень; 3) однозонный бустер; 4) двузонный бустер; 5) двухкаскадный бустер; 6) импульсный бустер. Последний означает бустер с модуляцией реактивности, например, «двузонный импульсный бустер». Все указанные выше категории нейтронно-производящих мишеней принципиально разные. Они приведены на рис. 2. Далее понятие «мишень»

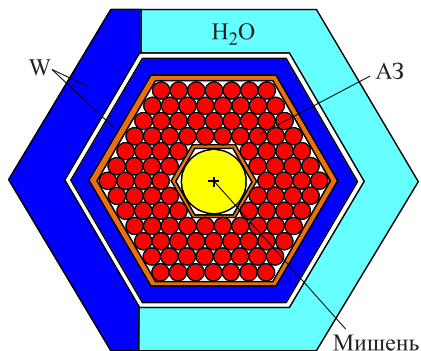


Рис. 1. Традиционная схема однозонного бустера без модулятора реактивности (проект ИРЕН). В центре активной зоны — мишень. Пучок электронов падает на торец мишени. АЗ окружена вольфрамовым отражателем и затем водяным замедлителем. Синим цветом обозначен орган регулирования из вольфрамового сплава. Видна твэльская конструкция АЗ

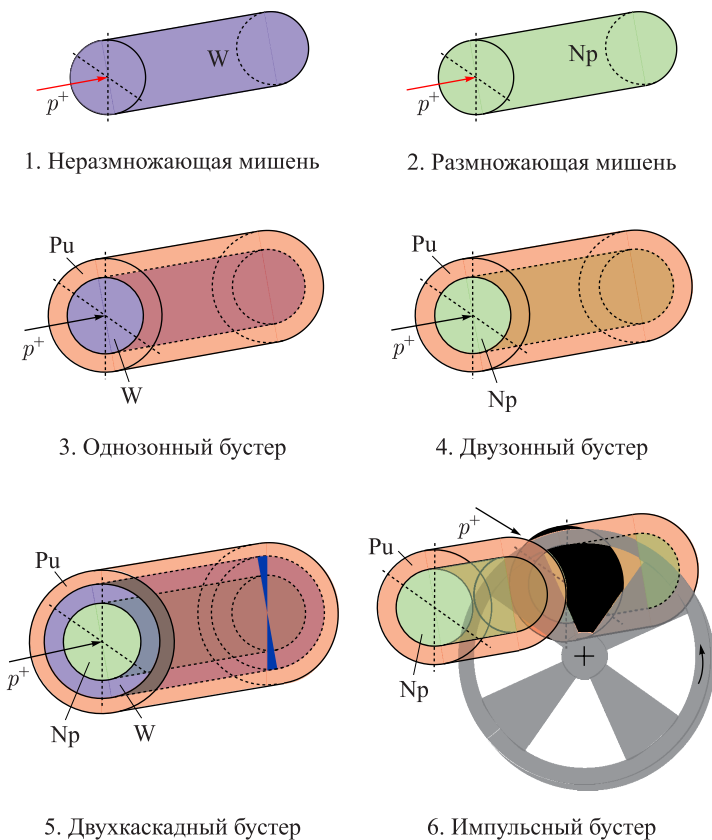


Рис. 2. Категории нейтронных источников, управляемых ускорителем протонов

будет соотноситься только с тем материалом, на который непосредственно воздействует протонный пучок. Выбор протонов обусловлен высоким выходом нейтронов из мишени со спектром, близким к спектру нейтронов деления. Электронный пучок ввиду его малой конверсионной эффективности не рассматривается.

## 2. ВЫБОР МИШЕНИ

Рассмотрим нейтронно-физические характеристики мишеней с испарительным спектром нейтронов, индуцированных в мишенях высокоэнергетическими протонами. Мишеней, «пригодных» для использования в мощных бустерах, немного. По конверсионной эффективности, радиационным и тех-

**Таблица 1. Некоторые характеристики нейтрон-производящих мишеней:**  $\rho$  — плотность,  $T_{пл}$  — температура плавления и  $k_{np+}$  — конверсионная эффективность для протонов с энергией 1 ГэВ при радиусе мишени 5 см

Материал мишени	$\rho$ , г/см <sup>3</sup>	$T_{пл}$ , °С	$k_{np+}$	Наличие фазовых переходов
Вольфрам W	19,3	3420	17	Нет
Свинец Pb	11,34	327	16	Нет
Природный уран U	18,9	1130	~ 30	Есть
Торий Th	11,27	1750	24	Есть
Нептуний <sup>237</sup> Np	19,5	640	~ 15 (без размножения)	Есть

ническим характеристикам можно выделить несколько общеизвестных видов мишеней: из вольфрама, свинца и природного урана [6]. Рассмотрим также некоторые делящиеся материалы с пороговым характером деления: уран-238, торий-232 и нептуний-237. Торий в качестве мишени в пучковых источниках нейтронов ранее не рассматривался. Некоторые характеристики мишеней приведены в табл. 1. Для делящихся материалов следует ожидать дополнительного увеличения выхода нейтронов за счет делений. Из соображений ядерной безопасности мы не рассматриваем здесь мишени на основе плутония или высокообогащенного урана. Размеры мишеней из этих материалов, будучи оптимальными по выходу испарительных нейтронов, могут оказаться вблизи критических. Поэтому среди делящихся материалов рассматриваем только пороговые. Опыт использования нейтронно-производящих мишеней на различных установках показывает, что по совокупности свойств лучшим материалом является неразмножающая мишень из вольфрама, хотя конверсионная эффективность вольфрама на 50–100 % меньше урана [6]. Уран при некоторой температуре, которая может оказаться в рабочем диапазоне мишени, например, 500–550 °С, имеет фазовые переходы, приводящие к разрушению оболочки мишени, что ограничивает возможность его использования при большой плотности энерговыделения. На рис. 3 приведены результаты расчета выхода нейтронов из некоторых мишеней цилиндрической геометрии в зависимости от радиуса мишеней и энергии протонов. Пучок протонов попадает в торец мишени.

На рис. 4 показано изменение средней плотности потока нейтронов на поверхности цилиндрических мишеней для некоторых неделящихся и делящихся материалов в зависимости от их радиуса. Из рис. 4 видно, что максимальная плотность потока нейтронов для всех рассматриваемых мишеней реализуется при сравнительно небольших размерах, ~ 3 см в радиусе, с небольшой тенденцией увеличения радиуса при максимальной плотности потока от



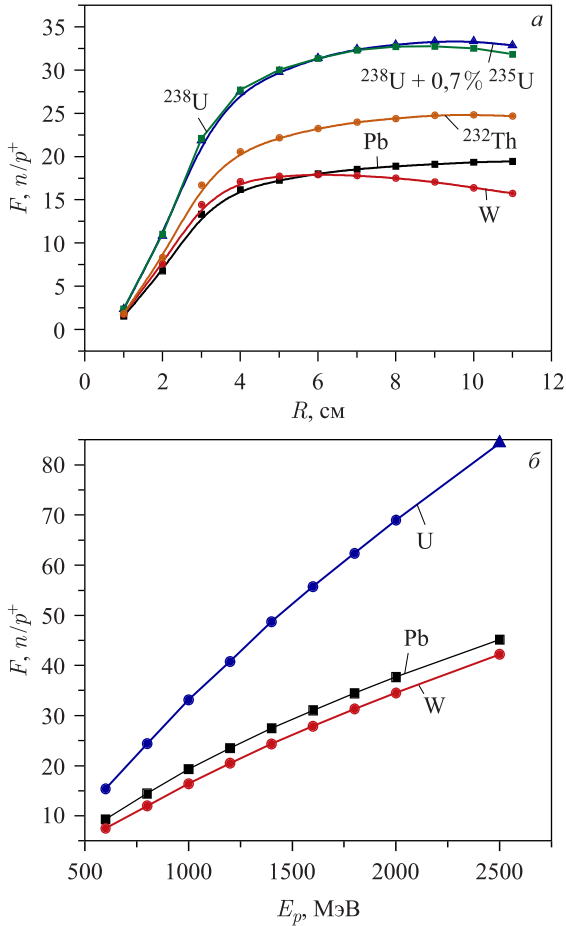


Рис. 3. Выход нейтронов с боковой поверхности цилиндрических мишеней из вольфрама, свинца, тория, урана-238 и природного урана в зависимости от радиуса мишеней при энергии протонов 1 ГэВ (а) и с боковой поверхности мишеней радиусом 10 см и длиной 60 см от энергии протонов (б). Выход нейтронов нормирован на один протон

свинца к урану, т. е. от менее эффективного материала к более эффективному. Также на рис. 4 штриховой линией для сравнения показана конверсионная эффективность тория и нептуния как результат каскадно-испарительной генерации нейтронов без учета делений.

Более подробно для пороговых делящихся материалов на рис. 5 приведен выход полного числа нейтронов и нейтронов испарительного спектра с поверхности цилиндрических мишеней. Расчеты по методу Монте-

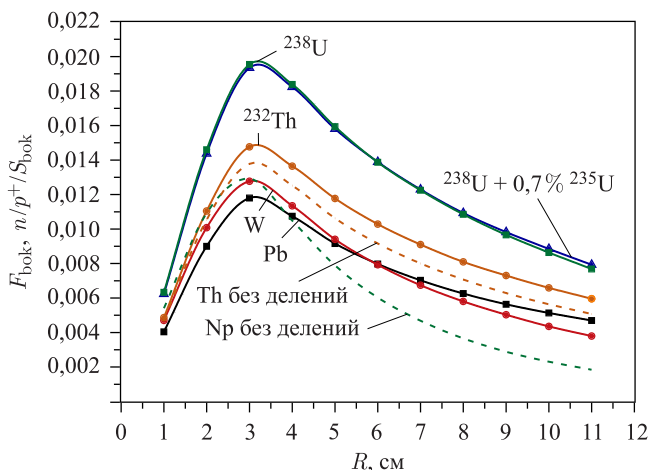


Рис. 4. Изменение средней плотности потока нейтронов на боковой поверхности цилиндрических мишеней длиной 60 см из вольфрама, свинца, тория, урана-238 и природного урана в зависимости от радиуса мишеней на один протон с энергией 1 ГэВ. Штриховыми линиями для сравнения показаны зависимости выхода испарительных нейтронов для тория и нептуния (без учета делений)

Карло (см. рис. 4, 5) показывают, что конверсионная эффективность нептуния в каскадно-испарительном процессе при воздействии высокоэнергетических протонов сравнима с конверсионной эффективностью свинца и вольфрама при радиусе мишени до 3 см. При большем радиусе мишени из нептуния происходит заметное поглощение испарительных нейтронов и уменьшение их выхода. В то же время за счет размножения нейтронов в самой мишени полный выход нейтронов существенно возрастает. На рис. 5 представлен полный выход нейтронов с боковой поверхности изолированных мишеней из делящихся материалов длиной 60 см в зависимости от радиуса мишени при энергии протонов 1 ГэВ. Из рис. 5 видно, что при достаточно малых размерах мишени можно получить источник нейтронов высокой светимости, т.е. можно существенно снизить требования к мощности ускорителя протонов. Значительное умножение нейтронов при сравнительно небольших размерах мишени делает нептуний достаточно привлекательным материалом. В то же время в нептунии, как и в уране, присутствуют фазовые изменения, усложняющие работу мишеней в реальных условиях их эксплуатации. В отличие от нептуния в мишенях из урана-238 и тория-232 усиление выхода нейтронов из-за большого порога деления и малых сечений малоб. Отдельные деления не приводят к образованию и развитию делительной цепочки «генетически» связанных между собой нейтронов.

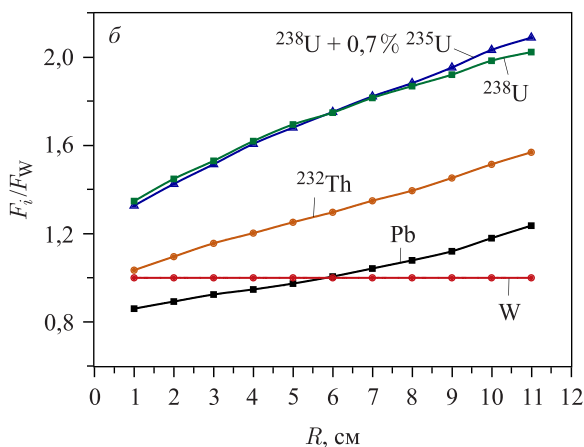
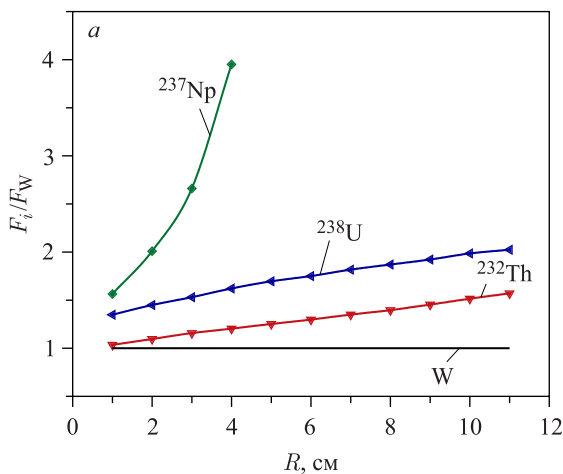


Рис. 5. Полный выход (а) и средняя плотность потока нейтронов (б) с боковой поверхности цилиндрических мишеней из тория, нептуния и урана-238 длиной 60 см относительно выхода нейтронов из боковой поверхности вольфрама в зависимости от радиуса мишеней при энергии протонов 1 ГэВ (а)

В мишенях из природного урана (0,7%  $^{235}\text{U}$ ) есть небольшое размножение нейтронов, которое, как видно из рис.3,5, наблюдается при сравнительно большом радиусе мишени, свыше 8 см. Но при таких размерах мишени происходит уже заметное ослабление выхода нейтронов за счет их поглощения. Поэтому отличий в конверсионной эффективности урана-238 и природного урана при оптимальных размерах мишеней (радиус несколько сантиметров) нет.

### 3. ВЫБОР ТОПЛИВА ДЛЯ АКТИВНОЙ ЗОНЫ ИМПУЛЬСНОГО БУСТЕРА

В работе [7] показано преимущество использования плутония в АЗ пучковых источников нейтронов. Плутоний в АЗ быстрых реакторов используется в виде сплава или диоксида. В последнее время исследуется нитридное топливо [8]. Нитриды имеют более высокую плотность и, соответственно, более высокое содержание делящегося материала. Рассматривается также возможность использования в АЗ нептуния-237 [9]. Основное достоинство нептуния — поддержка принципа нераспространения, поскольку нептуний не считается оружейным материалом. Кроме того, нептуний имеет малый нейтронный фон и малое время жизни мгновенных нейтронов. В настоящее время нептуний используется в подкритических двухкаскадных системах в виде сплава [10], а может быть в виде дисперсной композиции с алюминием или в виде двуокиси [11]. Гипотетически (в далекой перспективе), по аналогии с плутонием, можно говорить и о нитриде нептуния.

Нептуний — пороговый материал, и часть нейтронов деления попадает под порог без участия в дальнейшей цепочке делений. Рассмотрим, насколько нептуний уступает плутонию по выходу нейтронов с поверхности подкритической сборки. Рассматривается сферическая и цилиндрическая конструк-

**Таблица 2. Некоторые характеристики критических сфер из соединений плутония-239 и нептуния-237: радиус  $R_{cr}$ , объем  $V$ , масса  $M$ , плотность потока нейтронов  $\Phi_1$  на поверхности при мощности  $W = 2$  МВт**

Топливо	$R_{cr}$ , см	$V$ , $10^3$ см <sup>3</sup>	$M$ , кг	$\Phi_1$ , $10^{13}$ см <sup>-2</sup> · с <sup>-1</sup>
Pu	6,385	1,09	17,0	39,30
PuO <sub>2</sub>	9,600	3,70	37,5	17,50
PuN	6,915	1,38	19,8	32,70
Np	8,840	2,89	59,3	16,20
NpO <sub>2</sub>	20,000	3,35	341,8	2,68
NpN	14,000	1,15	163,1	5,86

**Таблица 3. Критические радиусы ( $R$ ) цилиндрических АЗ из нитрида плутония с оружейным и реакторным изотопным составом и нитрида нептуния при разной высоте АЗ ( $L$ )**

$L$ , см	$R$ , см		
	PuN (реакторный)	PuN (оружейный)	NpN
30	5,75	5,2	11,70
35	5,65	5,1	11,25
40	5,50	5,0	11,00

ции АЗ. Первое, что необходимо определить, — это критические размеры активных зон с основными соединениями плутония и нептуния, включая перспективные на сегодня нитриды. Некоторые характеристики критических сфер представлены в табл. 2 и 3 и для наглядности — на рис. 6, 7. Видно, что вследствие компактности АЗ плотность потока нейтронов на поверхности критических сфер из плутония и его соединений в 4 раза превосходит АЗ из соединений нептуния. Эти же соотношения сохраняются и для сфер с небольшой подкритичностью ( $\sim 5\%$ ). Для цилиндрических АЗ преимущества плутония над нептунием немного стираются, но остаются достаточно высокими: например, по плотности потока нейтронов на боковой поверхности цилиндрических АЗ плутоний по крайней мере в 2 раза эффективнее

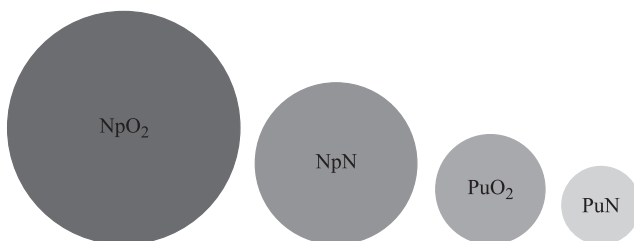


Рис. 6. Критические размеры сфер из соединений плутония и нептуния (параметры критических сфер приведены в табл. 2)

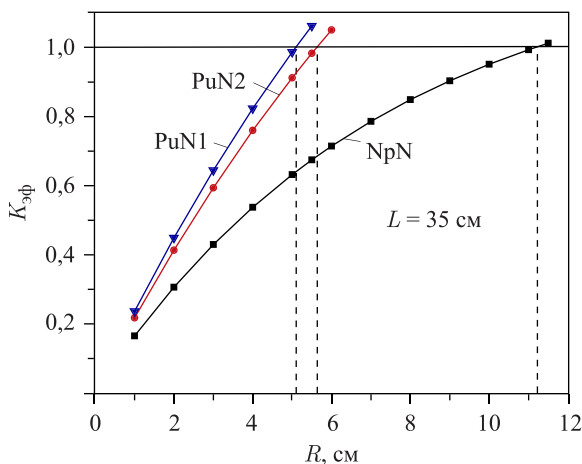


Рис. 7. Зависимости  $K_{эф}$  от радиуса цилиндрической АЗ из нитрида плутония и нитрида нептуния высотой 35 см: PuN1 — нитрид с оружейным плутонием; PuN2 — нитрид с реакторным плутонием

нептуния. При введении в АЗ конструкционных материалов и теплоносителя преимущества плутония проявляются в еще большей степени: плутоний в 5 и более раз эффективнее нептуния. Этот факт отмечен и в работе [1] при анализе топлива для импульсных реакторов. То есть для того, чтобы получить плотность потока нейтронов на поверхности АЗ из нептуния, равную плотности потока на поверхности АЗ из плутония, необходимо увеличить мощность источника в 4–6 раз. Более детально результаты исследований приведены в разд. 4. Отметим, что плутоний и его соединения — достаточно хорошо проработанный материал, использующийся, например, в таких импульсных источниках нейтронов, как ИБР-30, ИБР-2 и ИБР-2М.

#### 4. ВЛИЯНИЕ ЭНЕРГИИ ПРОТОННОГО ПУЧКА НА ПЛОТНОСТЬ ПОТОКА НЕЙТРОНОВ НА ПОВЕРХНОСТИ БУСТЕРА

Запишем некоторые полезные соотношения для плотности потока нейтронов на поверхности бустера, представленного в виде эквивалентной сферы радиусом  $r$ ,  $\Phi$  [ $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ ]. С учетом поглощения в АЗ плотность потока нейтронов на поверхности бустера равна

$$\Phi [\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}] \approx \frac{\text{ЦНИ } k_{np^+}}{E_{p^+} 4\pi r^2} (\nu - 1 - \alpha) / \nu y W_{p^+}, \quad (3)$$

где  $\alpha$  — часть нейтронов, поглощенных в АЗ;  $y = k/(k - 1)$  — умножение с учетом запаздывающих нейтронов;  $k$  — эффективный коэффициент размножения;  $k_{np^+}$  (нейтрон/протон) — коэффициент конверсии энергии протона в число нейтронов в мишени;  $W_{p^+} = I E_{p^+}$  — мощность протонного пучка;  $I$  — ток протонов; ЦНИ — ценность нейтронов источника по отношению к ценности нейтронов деления (определяется расчетным путем:

$$\text{ЦНИ} = \frac{\langle \nu \Sigma_f \Psi_0 \rangle \langle S \Psi_0^+ \rangle}{\langle S \rangle \left\langle \frac{\chi}{4\pi} \Psi_0^+ \int \nu \Sigma_f \Psi_0 dE' d\Omega' \right\rangle},$$

$\Psi$  — векторный нейтронный поток,  $\chi$  — распределение нейтронов деления). Остальные обозначения общеприняты. Для двухкаскадной подкритической сборки формулы (3) и (4) отличаются только коэффициентом каскадного умножения, который может быть рассчитан, например, с помощью метода Монте-Карло [10].

Плотность потока нейтронов на поверхности бустера можно варьировать путем изменения мощности пучка протонов ускорителя  $W_{p^+}$  и умножения

нейтронов  $y = k/(1 - k)$ , т. е. параметром  $Y = y W_{p^+}$ . Тогда для плотности потока нейтронов на поверхности бустера в зависимости от энергии протонов можно записать

$$\Phi [\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}] \approx C(E_{p^+}) Y = 6,24 \cdot 10^{15} C(E_{p^+}) E_{p^+} [\text{ГэВ}] I [\text{МА}] y, \quad (4)$$

$$C(E_{p^+}) [n/(\text{см}^2 \cdot p^+)] = \frac{\text{ЦНИ } k_{np^+} (\nu - 1 - \alpha)}{E_{p^+} 4\pi r^2 \nu}. \quad (5)$$

Выражение (5) фактически означает темп изменения плотности потока нейтронов на один протон с изменением энергии протонов при единичном умножении АЗ. Зависимость конверсионной эффективности  $k_{np^+}$ , т. е. полного числа нейтронов, выделившихся в мишени на один протон с энергией  $E_p$ , можно определить по полуэмпирическим соотношениям для протонов с энергией  $0,2 \leq E_p \leq 1,5$  ГэВ [5]:

$$k_{np^+}(E_p) = 0,1(A + 20)(E_p [\text{ГэВ}] - 0,12) \text{ для } 9 \leq A \leq {}^{238}\text{U}, \quad (6)$$

$$k_{np^+}(E_p) = 50(E_p [\text{ГэВ}] - 0,12) \text{ для } {}^{238}\text{U}.$$

Здесь  $A$  — атомный вес мишени (г/моль). Соотношения (6) действительны для мишеней диаметром 10 см и длиной 60 см. Для оценки конверсионной эффективности мишеней другой геометрии необходима дополнительная коррекция.

На основе выражений (4)–(6) можно получить оценку максимального выхода нейтронов из различных подкритических сборок с разными мишенями и сравнить эффективность сборок между собой. Для сравнения сборок по выходу нейтронов пренебрегаем геометрией мишени. Рассматриваем мишень как точечный источник, помещенный для простоты расчетов в центр сферической сборки. При этом конверсионная эффективность мишени определяется по формуле (6). Получаемая оценка есть верхний предел выхода нейтронов, но в задаче сравнения эффективности сборок в зависимости от материала мишени и топлива использование выражения (6) может быть оправдано.

На рис. 8 показано изменение параметра  $C(E_{p^+})$  для сферического бустера с  $K_{эф} = 0,98$  и мишенью из урана-238 и вольфрама, помещенных в АЗ из нитрида плутония и нитрида нептуния, а также в АЗ из двуокиси плутония и двуокиси нептуния, в зависимости от энергии протонов.

Как видно из рис. 8, параметр  $C(E_{p^+})$  слабо меняется при энергии протонов выше 1 ГэВ для всех приведенных видов топлива и мишеней. Существенно также, что этот параметр максимален для бустеров с АЗ на основе плутония. Последнее еще раз подтверждает выбор плутония для пучкового бустера.

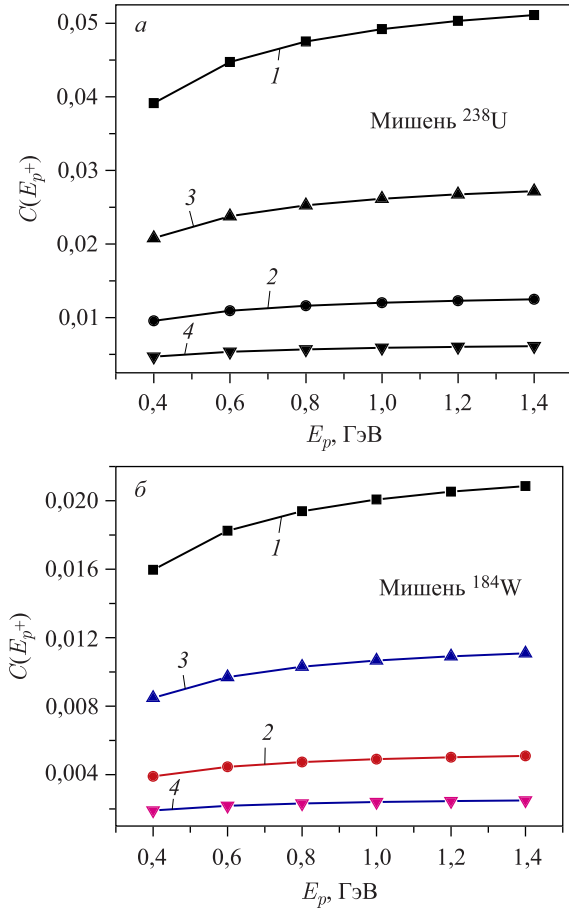


Рис. 8. Изменение параметра  $C(E_{p+})$  для сферического бустера с топливом из нитрида плутония  $\text{PuN}$  (1), нитрида нептуния  $\text{NpN}$  (2), двуокиси плутония  $\text{PuO}_2$  (3) и двуокиси нептуния  $\text{NpO}_2$  (4) с мишенью из урана-238 (а) и вольфрама (б) в зависимости от энергии протонов. Размеры АЗ соответствуют коэффициенту размножения, равному  $K_{\text{эф}} = 0,98$

Параметры протонного пучка, такие как энергия и ток протонов, а также мощность, во многом определяют плотность потока нейтронов на поверхности бустера. Рассмотрим два варианта изменения мощности протонного пучка на мишени из урана-238.

1. Ток протонного пучка постоянный:  $I_p = 0,166$  мА, не меняется с энергией протонов. Значение тока выбрано из условия получения мощности на мишени 0,1 МВт при энергии пучка, равной 600 МэВ.



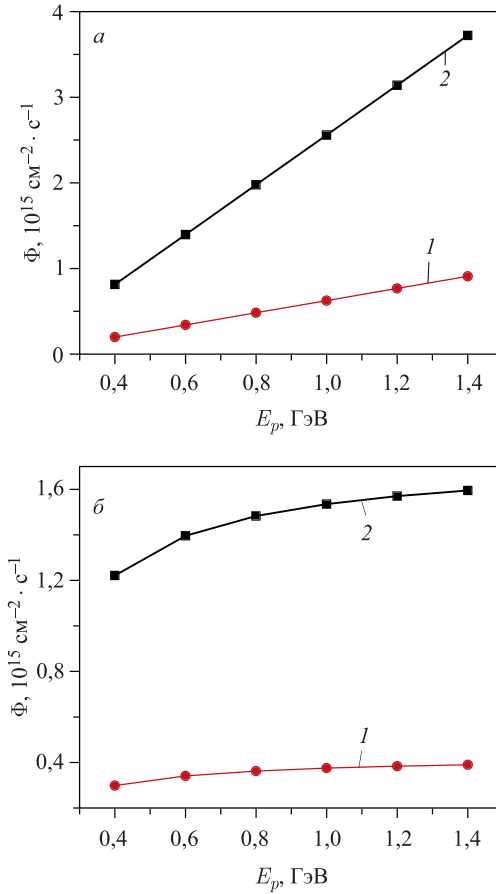


Рис. 9. Плотность потока нейтронов на поверхности сферического бустера с топливом из нитрида нептуния  $^{237}\text{NpN}$  (1) и нитрида плутония  $^{239}\text{PuN}$  (2) при эффективном коэффициенте размножения 0,98 (умножение 50) в зависимости от энергии протонов  $E_{p+}$  для двух вариантов изменения мощности протонного пучка на мишени из урана-238: а) ток протонного пучка на мишени не меняется с энергией протонов и равен  $I_p = 0,166 \text{ mA}$ ; б) мощность протонного пучка постоянна и равна 0,1 МВт

2. Мощность протонного пучка постоянна и равна 0,1 МВт. С ростом энергии протонов уменьшается ток пучка.

Для оценки выхода нейтронов из урановой мишени использовалась формула из [7].

Результаты расчетов по влиянию вышеприведенных режимов изменения мощности протонного пучка на плотность потока нейтронов на поверхности

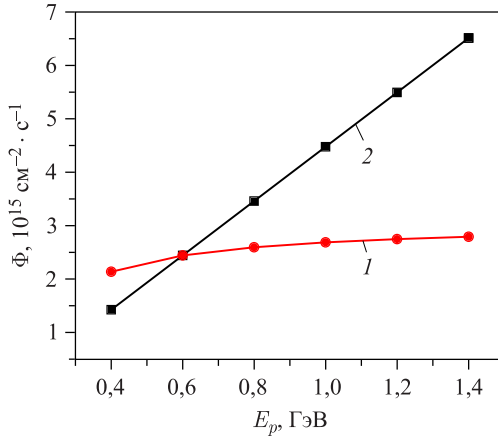


Рис. 10. Плотность потока нейтронов на поверхности сферического двузонного бустера с топливом из нитрида плутония PuN и мишенью из нептуния Np при эффективном коэффициенте размножения 0,98 (умножение 50) в зависимости от энергии протонов  $E_p$  для двух вариантов изменения мощности протонного пучка на мишени: 1 — мощность протонного пучка постоянна и равна 0,1 МВт; 2 — ток протонного пучка не меняется с энергией протонов и равен  $I_p = 0,166$  мА. Охлаждение мишени — свинцово-висмутовая эвтетика

бустера с топливом из нитрида плутония PuN и нитрида нептуния NpN при эффективном коэффициенте размножения 0,98 показаны на рис. 9 и 10.

Из рис. 9, 10 видно, что рассчитанный уровень плотности потока нейтронов  $10^{14} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  и выше вполне реализуем для бустеров на основе плутония. Ограничения могут быть связаны только с теплоотводом. При этом если мощность протонного пучка увеличить нельзя, то и нет смысла увеличивать энергию протонов с сокращением тока пучка. Кроме того, если сравнивать АЗ бустера из нептуния и плутония, то здесь выигрыш использования плутониевой зоны очевиден. Нептуний в качестве топлива по плотности потока нейтронов проигрывает плутонию в  $\sim 4-5$  раз (зависит от конструкции мишени), и этот проигрыш практически не зависит от типа бустера и параметров ускорителя протонов. Отметим также, что в АЗ из нептуния основная проектная авария, связанная с потерей легких теплоносителей, сопровождается положительным вводом реактивности. По оценкам пустотные эффекты АЗ бустера из нептуния составляют  $\sim 2-3\%$ . Поэтому в качестве теплоносителя в этой зоне не могут быть использованы вода или натрий. Также должна быть сведена к минимуму и доля конструкционных материалов. Компенсировать пустотный положительный эффект предлагается использованием тяжелого теплоносителя из свинца. Однако с точки зрения нейтронно-физических параметров АЗ

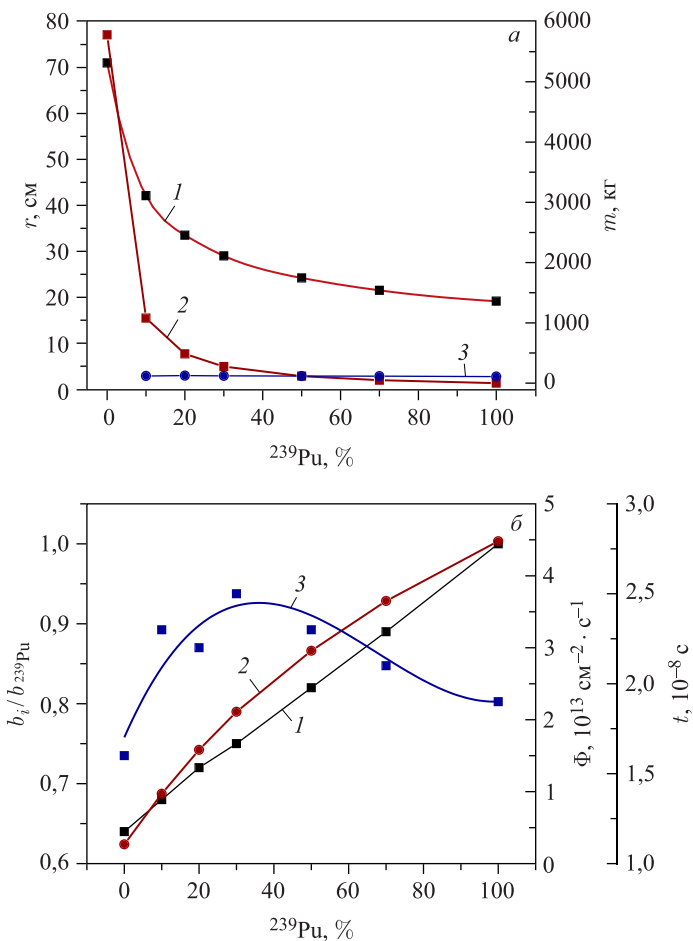


Рис. 11. Параметры критической сферы из двуокси непутия  $^{237}\text{NpO}_2$  с добавкой металлического плутония  $^{239}\text{Pu}$  при наличии в АЗ конструкционных материалов с составом, характерным для АЗ ИБР-2М, в зависимости от объемного содержания плутония в АЗ: а) радиус критической сферы (1), масса непутия (2) и плутония (3); б) отношение эффективной доли запаздывающих нейтронов к эффективной доле плутония (1), плотность потока нейтронов на поверхности сферы при мощности 2 МВт (2) и время жизни мгновенных нейтронов (3)

это предложение не идеально: во-первых, объемная доля конструкционных материалов АЗ, например стальных оболочек твэлов, сохраняется и часть нейтронов в любом случае будет выводиться из процесса деления в подпороговую область энергий (для компенсации убыли нейтронов необходимо увели-

чивать размеры АЗ); во-вторых, теплоемкость тяжелых материалов уступает легким (воде или натрию) и для эффективного охлаждения АЗ потребуется дополнительное расширение опорной решетки твэлов, что опять же ведет к «распуханию» АЗ и соответствующему снижению нейтронного потока на ее поверхности. Другой неприятный недостаток нептуния — это необходимость работы на повышенной мощности, в  $\sim 4-5$  раз большей, чем это нужно для достижения таких же потоков нейтронов на поверхности плутониевой зоны. Отчасти это видно из рис. 3 и данных работы [1]. Естественное желание избавиться от вышеперечисленных эффектов — «разбавить» АЗ из нептуния плутонием, т. е. хотя бы частично вернуться к плутониевой зоне. Что из этого можно получить, видно на рис. 11, где представлены рассчитанные данные по изменению геометрических и некоторых нейтронно-физических параметров критической сферы из двуокиси нептуния при равномерном введении в АЗ металлического плутония-239 при наличии в АЗ конструкционных материалов с составом, характерным для АЗ реактора ИБР-2М.

Как следует из анализа данных, представленных на рис. 11, введение 10 % плутония в сферу из двуокиси нептуния позволяет резко (вдвое) уменьшить размер критической сферы с соответствующим уменьшением массы нептуния. При этом плотность потока нейтронов на поверхности сферы растет с повышением доли плутония почти линейно, а время жизни мгновенных нейтронов меняется незначительно. Эффективная доля запаздывающих нейтронов стремится к соответствующей доле для плутония в отношении от 63 до 100 %. Интересен следующий факт: повышение процентного состава плутония в критической сфере из смешанного топлива оставляет массу плутония постоянной и равной критической массе сферы из плутония с распределенными в ней конструкционными материалами. Введение 50–60 % объема плутония в «испорченную» зону из нептуния позволяет существенно улучшить ее нейтронно-физические характеристики.

Ниже на основе приведенных рассчитанных данных представлены наиболее оптимальные варианты нейтронно-производящих мишеней — источников тепловых нейтронов.

## **5. ИСТОЧНИКИ НА ОСНОВЕ МИШЕНЕЙ ИЗ УРАНА, ВОЛЬФРАМА И НЕПТУНИЯ**

Сравним плотность потока тепловых нейтронов на поверхности замедлителя, установленного на мишенях, в расчете на один протон с энергией  $E_{p+} = 0,6$  ГэВ. Рассматривались три варианта мишеней: вольфрам, уран-238 и нептуний-237. Мишень представляет собой пластину, окруженную бериллием, внутри которого сверху и снизу размещается водяной плоский замедлитель оптимальной толщины. Вывод нейтронов осуществляется с обеих

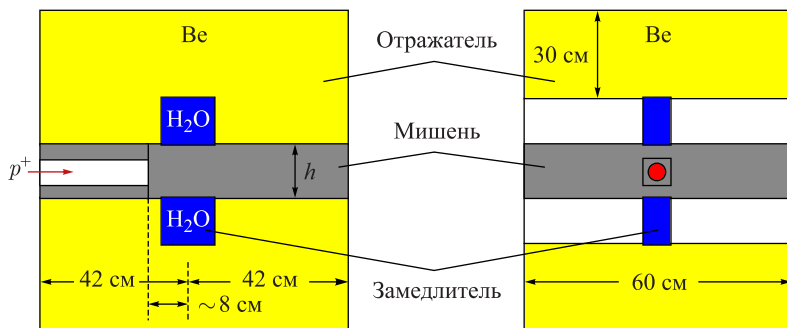


Рис. 12. Расчетная модель мишеней из вольфрама, природного урана и нептуния. Красным отмечено пятно ввода пучка протонов

сторон боковой поверхности водяного замедлителя. В мишени имеется цилиндрический канал для ввода протонного пучка (рис. 12). Конструктивно мишень в указанной выше геометрии представляет собой реальную композицию тесной решетки цилиндрических твэлов со следующими размерами: шаг решетки — 9 мм, диаметр твэла — 8,7 мм, толщина оболочки — 0,45 мм. Объемные доли топлива, оболочки и теплоносителя составили соответственно  $\gamma_{\text{fuel}} = 0,691$ ,  $\gamma_{\text{clad}} = 0,157$ ,  $\gamma_{\text{cool}} = 0,153$ . В расчетах изменялась высота мишени  $h$ , начиная с 4 см. Мишень из нептуния рассматривалась с различными теплоносителями: газовым, легководным, тяжеловодным, галлиевым и свинцово-висмутовой эвтектикой. Для газового, тяжеловодного ( $D_2O$ ) и легководного ( $H_2O$ ) теплоносителей в качестве оболочки твэлов использовался цирконий (Zr); для свинцово-висмутовой эвтектики (PbBi), галлия (Ga) и газа — нержавеющая оболочка. Для мишеней из урана и вольфрама рассматривалось водяное охлаждение с циркониевой оболочкой твэлов. Влияние вида теплоносителя на выход нейтронов из мишени показано на рис. 13. Некоторые нейтронно-физические параметры мишеней приведены в табл. 4.

На рис. 13, *a* показана зависимость умножения в системе, представленной на рис. 12, от толщины мишени из металлического нептуния для различных видов теплоносителя, на рис. 13, *б* — относительные средние плотности потоков тепловых нейтронов на поверхности плоского водяного замедлителя, окружающего мишень, для протонов с энергией 600 МэВ. За единицу была принята плотность потока тепловых нейтронов на поверхности замедлителя для вольфрамовой мишени оптимальной толщиной 4 см, равная  $0,0058 \text{ n}/(\text{cm}^{-2} \cdot \text{p}^+)$ .

Из приведенных на рис. 13 данных следует, что для металлического нептуния при сравнительно малых толщинах мишени (4–8 см) можно получить умножение нейтронов испарительного источника в 4–8 раз. При этом

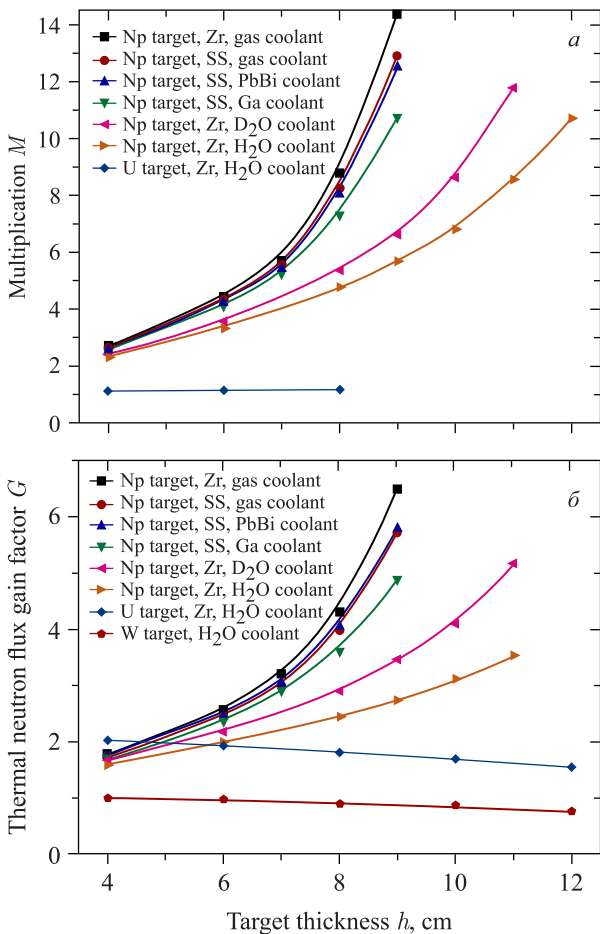


Рис. 13. Умножение нейтронов в мишенях на основе металлического нептуния и урана при различных видах теплоносителя в зависимости от толщины мишени (а) и выигрыш в плотности потока тепловых нейтронов при энергии протонов 600 МэВ относительно вольфрамовой мишени оптимальной толщиной 4 см (б)

предпочтительно использовать газовые или наиболее тяжелые теплоносители, например свинцово-висмутовые, свинцовые или галлиевые. Для таких теплоносителей дополнительное умножение нейтронов, выходящих с боковой поверхности мишени из нептуния, например, толщиной 6 см составляет  $\sim 4$ . Из рис. 13 видно, что для получения высоких значений выхода нейтронов из нептуния для ее охлаждения необходимо использовать газ или наиболее тяжелые элементы, например свинец.

**Таблица 4. Средняя плотность потока тепловых нейтронов на поверхности плоского водяного замедлителя с мишенями из вольфрама и урана оптимальной толщины, а также с мишенями из нептуния при энергии протонов 0,6 ГэВ и токе 0,166 мА. Представлены некоторые данные для энергии протонов 1,0 ГэВ**

Параметр мишени	Тип мишени				
	W	<sup>238</sup> U	Np		
Толщина мишени, см	4	4	8	10,7 ( $K_{эф} = 0,98$ )	6,5 ( $K_{эф} = 0,98$ )
Объем мишени, л	19,6	19,6	39,7	53,0	32,2
Масса мишени, кг	340	337	536	717	435
Теплоноситель (9 % объема)	Вода	Вода	Галлий + Fe	Натрий + Fe	Свинцово-висмутовая эвтетика + Fe
Мощность протонного пучка на мишени $W_{p+}$ , МВт	0,1				
Полная мощность в мишени, МВт	0,10	0,13	—	11,7	7,6
Плотность потока тепловых нейтронов на поверхности плоского водяного замедлителя, $10^{13} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ ; при токе 0,5 мА: $E_{p+} = 0,6 \text{ ГэВ}$ , $W_{p+} = 0,3 \text{ МВт}$ ; $E_{p+} = 1,0 \text{ ГэВ}$ , $W_{p+} = 0,5 \text{ МВт}$	0,6	1,2	—	11,4	9,0
	1,80	3,25	7,20 (10,8)	—	—
	2,52	4,54	10,1 (15,1)	—	—

*Примечание.* В скобках приведены данные для нептуния толщиной 9 см.

## 6. ОДНОЗОННЫЙ БУСТЕР ИЗ НЕПТУНИЯ С МИШЕНЬЮ ИЗ УРАНА

Рассмотрим вариант источника с АЗ из нептуния, внутри которой помещена мишень на основе урана-238. Расчетная нейтронно-физическая модель источника в конструкции, близкой к оптимальной, представлена на рис. 14. Конструкция источника достаточно близка к конструкции размножающей мишени из нептуния (см. рис. 12). При энергии протонов 0,6 ГэВ и коэффициенте размножения, равном 0,98, получены следующие параметры та-

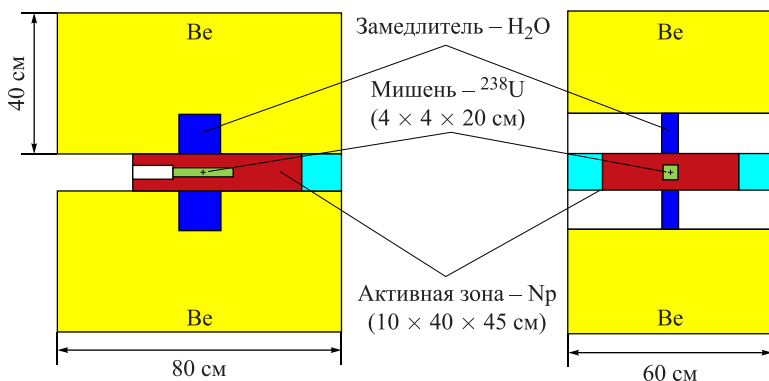


Рис. 14. Расчетная модель однозонного бустера с АЗ из нептуния и с мишенью из урана

кого бустера: плотность потока тепловых нейтронов на поверхности плоского водяного замедлителя  $1,35 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  при полной мощности бустера 11,0 МВт. Время жизни мгновенных нейтронов в АЗ не превышает  $1,6 \cdot 10^{-8} \text{ с}$ .

## 7. ОДНОЗОННЫЙ БУСТЕР-МИШЕНЬ ИЗ НЕПТУНИЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ПУСТОТНОГО ЭФФЕКТА ДЛЯ МОДУЛЯЦИИ РЕАКТИВНОСТИ

Ниже представлены рассчитанные данные для однозонного бустера с АЗ на основе нептуния (рис. 15). Источник нейтронов представляет собой сборку из двух активных зон, разделенных воздушным промежутком, предназначенным для размещения модулятора реактивности. Воздушная полость в данном случае служит для ввода положительного пустотного эффекта реактивности в момент развития импульса мощности. Сама активная зона состоит из нептуния с конструкционными материалами, характерными для твэльного размещения делящегося материала. В качестве теплоносителя используется материал с большим атомным весом — свинцово-висмутовая эвтектика. Как было показано выше, легкие материалы в АЗ из нептуния неприемлемы по соображениям ядерной безопасности (положительный пустотный эффект), а также из-за трудностей в получении нужного умножения из-за потери замедлившихся на легких ядрах нейтронов под порог деления нептуния. Для компактности активная зона в расчетной схеме окружена отражателем из вольфрама оптимальной толщины. Управление мощностью осуществляется протонами, падающими или непосредственно через отверстие в вольфрамовом отражателе на нептуний, или прямо на вольфрамовый отражатель. Очевидно, что и в том и в другом варианте генерация нейтронов в мишени не



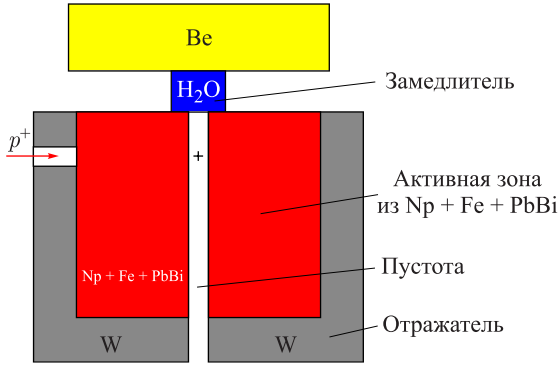


Рис. 15. Расчетная схема однозонного бустера с АЗ из металлического нептуния при использовании положительного пустотного эффекта реактивности

оптимальна, поскольку ценность нейтронов эмиссии из мишени, расположенной на периферии АЗ, мала. Других приемлемых вариантов размещения мишени при использовании пустотного эффекта для модуляции реактивности нет. При эффективном коэффициенте размножения 0,98 размеры АЗ такого источника довольно велики:  $X = 26 + 26$  см,  $Y = 47$  см,  $Z = 48$  см, что не позволяет получить высокую плотность потока нейтронов на ее поверхности. При этом время жизни мгновенных нейтронов в АЗ мало ( $\tau = 1,1 \cdot 10^{-8}$  с) и характерная длительность нейтронного импульса также мала ( $5,5 \cdot 10^{-7}$  с). Основные нейтронно-физические характеристики однозонного бустера из нептуния при двух значениях энергии протонов приведены в табл. 5. Принятое значение тока 0,166 мА обусловлено выбором мощности пучка протонов на мишени, равной 0,1 или 0,2 МВт.

**Таблица 5. Некоторые характеристики однозонного бустера на основе металлического нептуния при коэффициенте размножения 0,98 для значений энергии протонов на мишени 0,6 и 1,2 ГэВ при токе 0,166 мА:  $\Phi_1, \Phi$  — плотность потока тепловых нейтронов на поверхности плоского водяного замедлителя на один протон и полная плотность потока тепловых нейтронов соответственно,  $W_{AZ}$  — мощность АЗ. Роль мишени выполняет непосредственно АЗ из нептуния или отражатель из вольфрама**

Мишень	$E_{p^+}$ , ГэВ	$W_{p^+}$ , МВт	$\Phi_1$ , $n/(cm^{-2} \cdot p^+)$	$\Phi$ , $10^{13} cm^{-2}$	$W_{AZ}$ , МВт
АЗ из Np	0,6	0,1	0,0073	0,7	6,4
	1,2	0,2	0,0200	2,0	16,0
Отражатель W	0,6	0,1	0,0026	0,2	3,0
	1,2	0,2	0,0100	1,0	8,0

Расчеты для однозонного бустера с АЗ из нептуния наглядно подтверждают сделанные выше при анализе мишеней выводы о невозможности получения высокой плотности потока тепловых нейтронов.

### 8. ДВУЗОННЫЙ БУСТЕР ИЗ $\text{PuO}_2$ И $^{237}\text{Np}$ И ОДНОЗОННЫЙ ИЗ $\text{PuO}_2$ С МИШЕНЬЮ ИЗ ВОЛЬФРАМА ИЛИ УРАНА

Расчетная схема размножающей подкритической сборки представлена на рис. 16. Источник представляет собой двузонный бустер с внутренней зоной из металлического нептуния и внешней — из двуокиси плутония. В этом случае обе зоны размножающие. Толщина одной половины плутониевой зоны при умножении 50 равна 2,58 см, толщина мишени из нептуния — 4 см. Непосредственно на поверхности внешней АЗ установлен водяной предзамедлитель толщиной 2 см. На предзамедлителе расположен основной замедлитель  $12 \times 12$  см толщиной 5 см. Оба замедлителя, верхний и нижний, «просматриваются» с двух сторон нейтронными каналами в широком угловом диапазоне — до  $300^\circ$ . Вся конструкция окружена бериллием с входным окном для пучка протонов. По вышеприведенной классификации такая конструкция относится к двузонному бустеру без каскадного усиления. Нептуний во внутренней зоне может быть заменен на вольфрам или уран-238. В этом случае переходим к традиционному бустеру с одной внешней размножающей зоной, но в оптимальном по плотности потока нейтронов варианте. Для уменьшения времени жизни нейтронов активные зоны отделены от замедлителей прослойками гадолиния толщиной 2 мм. В качестве теплоносителя используется вода. Конструкция твэлов в обеих зонах есть копия твэлов ИБР-2М, только натрий заменен на воду. Для удобства в расчетах использовался гомогенизированный элементный состав обеих зон. Спектральный состав нейтронов, вызывающих

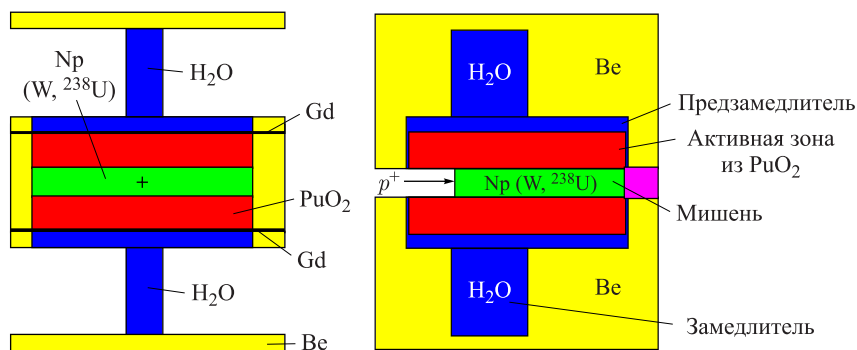


Рис. 16. Расчетная схема двузонного бустера с внешней зоной из двуокиси плутония и внутренней зоной-мишенью из металлического нептуния

**Таблица 6. Некоторые характеристики двузонного бустера с внешней зоной из двуокиси плутония и внутренней зоной-мишенью из металлического нептуния для геометрии бустера, представленного на рис. 16. Внешняя зона собрана из твэлов ИБР-2М**

Параметр	Значение
<b>Бустер</b>	
Эффективный коэффициент размножения $K_{эф}$	0,98
Время жизни мгновенных нейтронов, с	$1,98 \cdot 10^{-6}$
<b>Ускоритель</b>	
Кинетическая энергия протонов, ГэВ	0,6
Ток протонов, мА	0,166
Мощность пучка протонов на мишени, МВт	0,1
<b>Внутренняя зона-мишень</b>	
Материал мишени	Нептуний
Толщина, см	4
Объем, л	37
Масса, кг	30
Теплоноситель	Вода (15% объема)
Полная мощность, выделяющаяся в мишени, МВт	2,8
<b>Внешняя зона из <math>PuO_2</math></b>	
Толщина АЗ с одной стороны, см	2,58
Полный объем АЗ, л	9,6
Масса топлива, кг	40
Мощность, выделяющаяся в АЗ, МВт	7,5
Полная мощность бустера, МВт	10,3
Плотность потока тепловых нейтронов на поверхности плоского (гребенчатого) водяного замедлителя, $10^{14} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$	3,4 (6,0)

деления в обеих зонах, на 98% состоит из резонансных и быстрых нейтронов. Некоторые характеристики двузонного бустера с внешней зоной из двуокиси плутония с внутренней зоной-мишенью из металлического нептуния приведены в табл. 6.

Результаты расчетов, полученные при замене размножающей мишени из нептуния на мишень из вольфрама или урана-238 в геометрии рис. 16, представлены в табл. 7.

Из данных, представленных в табл. 6 и 7, наглядно видно, что при сравнительно небольшой мощности двузонного бустера с мишенью из нептуния с основной зоной из двуокиси плутония 10–15 МВт можно получить достаточно высокие значения плотности потоков нейтронов — на уровне

**Таблица 7. Некоторые характеристики бустера (см. рис. 16) с зоной из двуокиси плутония при  $K_{эф} = 0,98$  с мишенью из вольфрама и урана-238 для некоторых значений энергии протонов**

Параметр	Мишень		
	Вольфрам	Уран	Уран
Энергия протонов, ГэВ	1,2	0,6	0,6
Мощность протонного пучка на мишени, МВт	0,2	0,1	0,1
Время жизни мгновенных нейтронов, с	$1,98 \cdot 10^{-6}$		
Полная мощность в АЗ, МВт	19	10	13
Плотность потока тепловых нейтронов на поверхности плоского водяного замедлителя, $10^{14} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$	5,4	2,5	2,8

$\sim 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  при энергии протонов 0,6 ГэВ. При этом мощность протонного пучка на мишени 0,1 МВт в 50 раз меньше, чем на мишени нейтронного источника ESS, и равна 5 МВт. При замене мишени из нептуния на мишень из вольфрама или обедненного урана плотности потока тепловых нейтронов уменьшаются до  $\sim (2-3) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ , но остаются еще на достаточно высоком уровне. При увеличении энергии протонов до 1,2 ГэВ плотность потока тепловых нейтронов в однозонном бустере с мишенью из вольфрама может достигать  $5,4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ , что, по-видимому, является пределом для такого типа источника.

## 9. ЦИЛИНДРИЧЕСКИЕ ДВУХКАСКАДНЫЕ БУСТЕРЫ

Двухкаскадный бустер (ДКБ) содержит две активные зоны. Первая, внутренняя, выполнена из нептуния  $^{237}\text{Np}$ , вторая, внешняя, — из урана или плутония. Активные зоны разделены вольфрамом. Первичные нейтроны, генерируемые во внутренней зоне мишенью ускорителя, размножаются в ней в соответствии с выбранным коэффициентом размножения и, проходя через слой вольфрама, попадают во внешнюю зону. При прохождении вольфрамового слоя замедлителя подавляющая часть нейтронов в результате неупругого рассеяния сбрасывает энергию ниже порога деления  $^{237}\text{Np}$  0,4 МэВ и вследствие этого выпадает из цепной реакции во внутренней зоне из  $^{237}\text{Np}$ . Таким образом, реализуется одностороннее каскадное движение нейтронов [10]. Сборка в целом остается быстрой. В такой конфигурации бустера реализуется так называемое каскадное усиление выхода нейтронов. Коэффициент каскадного усиления равен отношению полных чисел делений в каскадной и односекционной сборках. Этот коэффициент определяет, во сколько раз можно снизить мощность пучка протонов на мишени при переходе к бустеру каскадного типа. В оптимальных вариантах бустера коэффициент каскадного усиления может составлять от 3 до 10.

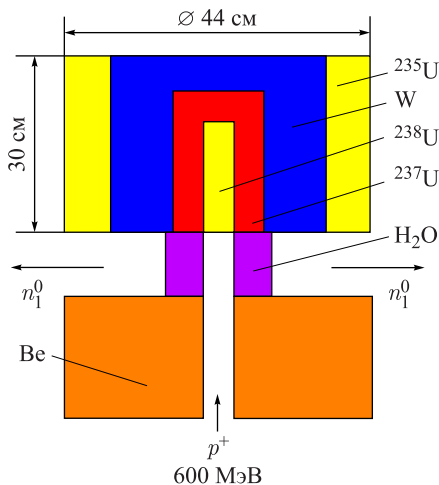


Рис. 17. Модель расчета цилиндрического ДКБ с вольфрамовым замедлителем между внутренней и внешней зонами. Мишень — уран-238. Внешняя зона — металлический сплав из урана (90%  $^{235}\text{U}$ ) с молибденом. Выход тепловых нейтронов осуществляется с поверхности водяного замедлителя. Схема вывода нейтронных пучков тангенциальная

Соответственно, и полный выход нейтронов («светимость») в каскадном бустере можно увеличить от 3 до 10 раз. При этом возможность реализации каскадного бустера в качестве пучкового источника нейтронов даже при такой высокой «светимости» не совсем очевидна. Дело в том, что наличие прослойки каскадного замедлителя (вольфрама) между двумя зонами приводит к увеличению размеров АЗ и, соответственно, к уменьшению плотности потока нейтронов на ее поверхности.

Для того чтобы каскадные бустеры использовать в качестве пучкового источника нейтронов, необходимо оптимизировать величину, равную произведению коэффициента каскадного усиления и геометрического фактора ослабления плотности потока нейтронов. Достаточно подробно процедура оптимизации описана в [9]. Показано, что в каскадном бустере можно достичь оптимума в выходе нейтронов, но только с потерей плотности потока нейтронов на его поверхности.

Ниже представлены расчеты для двух наиболее оптимальных по плотности потока нейтронов вариантов цилиндрических ДКБ. Краткое описание каждого варианта дано в подписи к рис. 17, 18. Суть рассмотренных вариантов ДКБ состоит в следующем. Все варианты имеют тангенциальное расположение нейтронных пучков, в значительной мере свободных от «прострелов» прямых быстрых нейтронов из АЗ. Спектр тепловых ней-

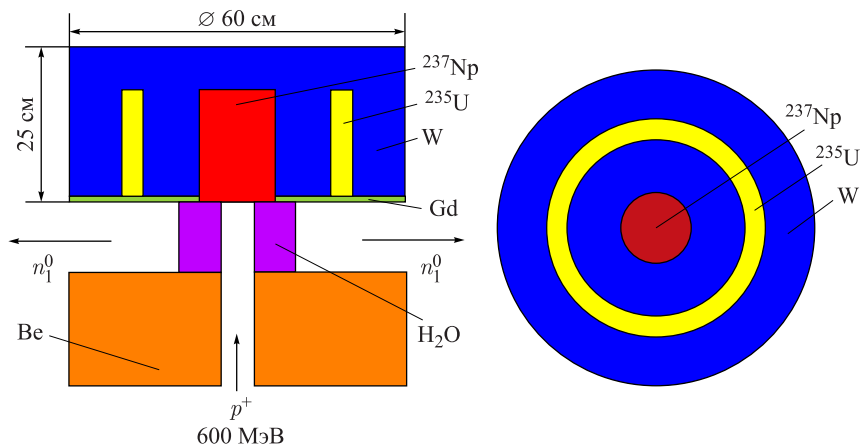


Рис. 18. Модель расчета цилиндрического ДКБ с вольфрамовым замедлителем между внутренней и внешней зонами. Мишень — нептуний. Внешняя зона — металлический сплав урана (90 %  $^{235}\text{U}$ ) с молибденом. Активная зона окружена вольфрамовым отражателем. Выход тепловых нейтронов осуществляется с поверхности водяного замедлителя с тангенциальной организацией вывода нейтронных пучков

тронов в этих вариантах формируется в водяных замедлителях с участием бериллиевого блока, подпирающего водяной замедлитель снизу. Отдельно, в геометрии рис. 18, рассмотрен ДКБ, в котором вольфрамовый замедлитель заменен на свинцово-висмутовую эвтектику (80 % Pb + 20 % Bi), которая используется здесь одновременно как каскадный замедлитель и теплоноситель.

В расчетах для ДКБ с внутренней зоной из нептуния и внешней из урана или плутония полный коэффициент размножения в указанных выше вариантах 0,98. Внешняя зона представляет собой металлический сплав урана (90 %  $^{235}\text{U}$ ) с молибденом, зона из нептуния — сплав нептуния с ванадием. В табл. 8 представлены некоторые рассчитанные значения характеристик указанных на рис. 17 и 18 вариантов ДКБ. Вариант на рис. 18 имеет достаточно высокую плотность потока тепловых нейтронов при сравнительно простой конфигурации сборки (см. табл. 8). Использование варианта на рис. 18 в качестве каскадного замедлителя свинцово-висмутовой эвтектики дает сравнительно низкие плотности потока тепловых нейтронов — на уровне  $\sim 10^{13} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ . Оценки фоновой мощности между импульсами ДКБ следующие: для зоны из  $^{235}\text{U}$  — 20 %, для  $^{239}\text{Pu}$  — 7 % от средней мощности.

Из представленных в данном разделе данных следует, что наилучшим ДКБ из числа выше рассмотренных может быть каскадная сборка с аксиальным расположением нейтронных пучков (см. рис. 18). В этом варианте

**Таблица 8. Некоторые рассчитанные значения характеристик ДКБ, представленных на рис. 18 и 19, с внутренней зоной из нептуния и внешней из металлического сплава урана (90 %  $^{235}\text{U}$ ) с молибденом при энергии протонов 0,6 ГэВ и полном коэффициенте размножения  $K_{\text{эф}} = 0,98$ . Теплоноситель в обеих зонах — натрий**

Параметр	Вариант	
	Рис. 17	Рис. 18
Материал мишени	$^{238}\text{U}$	$^{237}\text{Np}$
Материал каскадного замедлителя	Вольфрам	Вольфрам
Тип замедлителя тепловых нейтронов	Плоский водяной	Гребенчатый водяной
Ток протонов на мишени, мА	0,5	0,1
Мощность протонного пучка, МВт	0,3	0,06
Средняя плотность потока тепловых нейтронов на поверхности замедлителя $\varphi_{\text{th}}$ , $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$	$1,65 \cdot 10^{14}$	$1,5 \cdot 10^{14}$
Период спада нейтронной цепочки $\tau/\Delta K$ , с	$1,40 \cdot 10^{-6}$	$2,80 \cdot 10^{-6}$
Размеры активной части установки, см	44 × 30	
Масса, кг:		
внутренней активной зоны из $^{237}\text{Np}$	52	60
отражателя-замедлителя из вольфрама	429	380
внешней зоны из металлического сплава урана (90 % $^{235}\text{U}$ ) с молибденом	344	210
Мощность, МВт:		
всей установки		15
внутренней зоны из Np		3,5
внешней зоны из $^{235}\text{U}$		11,5

для гребенчатого водяного замедлителя плотность потока тепловых нейтронов составляет  $1,5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  при средней мощности установки 15 МВт и мощности протонного пучка на мишени 0,06 МВт, что в 80 раз меньше мощности пучка протонов на мишени установки ESS.

Полуширина импульса быстрых нейтронов в выведенном нейтронном пучке для моноимпульса протонов в варианте ДКБ на рис. 18 равна  $\sim 2$  мкс, импульса тепловых нейтронов — 60 мкс.

Мощность ДКБ можно снизить до 10 МВт, увеличив подкритичность системы с 2%  $K_{\text{эф}}$  до  $\sim 3\%$   $K_{\text{эф}}$  или уменьшив мощность протонного пучка на мишени до 0,04 МВт. При этом плотность потока тепловых нейтронов уменьшится до  $\sim 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ , т. е. будет еще оставаться на достаточно высоком конкурентном уровне.

С плутониевой внешней зоной ДКБ по типу, представленному на рис. 18, нейтронно-физические характеристики в среднем меняются незначительно, но временные характеристики и особенно фон между импульсами меняются в лучшую сторону.

Ядерная безопасность ДКБ прежде всего основана на достаточно глубоком подкритическом режиме работы установки  $\Delta K_{эф} = -2\% K_{эф}$ . Следовательно, запас на суммарное действие реактивных положительных эффектов до достижения критического состояния также составит  $2\% K_{эф}$ . Расчеты ДКБ при основных аварийных состояниях показали, что суммарное воздействие положительных эффектов ДКБ не превышает  $\sim 1\%$ . Вся система ДКБ при воздействии положительных эффектов находится в подкритическом состоянии не менее  $1\% K_{эф}$ . При крупных авариях, например с разрушением одной из зон, ДКБ находится в еще более глубоком подкритическом состоянии:  $\Delta K_{эф} \approx -6\% K_{эф}$ .

## 10. СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ПРОТОН-УПРАВЛЯЕМЫХ ИСТОЧНИКОВ НЕЙТРОНОВ

В табл. 9 приведены основные параметры некоторых вариантов нейтронных источников разных категорий с нейтронно-физическими характеристиками, близкими к оптимальным. Оптимальность источников понималась в смысле получения максимальной средней плотности потока нейтронов на поверхности водяного замедлителя. Технические ограничения, неизбежно возникающие при реализации источника, например конструкционные материалы, отвод тепла и т.д., детально не рассматривались. Это предмет дальнейшей оптимизации источника, выбранного по нейтронно-физическим параметрам. В то же время нужно отметить следующее: во всех расчетах учитывался близкий к реальному состав конструкционных материалов и теплоносителя в АЗ. Характеристики источников в табл. 9 приведены для мощности протонного пучка 0,1 МВт при энергии протонов 0,6 ГэВ. Для бустеров полный коэффициент размножения нейтронов выбран равным 0,98. Таким образом, для любого из представленных в табл. 9 источников можно говорить, что это не реакторная система и что источник соответствует требованиям подкритических сборок. Схема однозонного бустера с АЗ из нептуния с использованием положительного пустотного эффекта реактивности (см. рис. 15 и табл. 5), представленная в [12], не приведена в табл. 9: по оценкам для достижения средней плотности потока тепловых нейтронов на уровне  $1,0 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  при такой схеме необходимо обеспечить мощность установки около 100 МВт.

Чтобы сравнить источники по приведенным в табл. 9 параметрам, воспользуемся двумя критериями, характеризующими энергетические и временные свойства источников: первый — удельная мощность источника на единицу плотности потока тепловых нейтронов  $W/\varphi_{th}$ , МВт/( $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ ); вто-



Таблица 9. Основные рассчитанные значения характеристик нейтронных источников, управляемых ускорителем протонов с энергией 0,6 ГэВ при токе 0,166 мА (мощность протонного пучка на мишени 0,1 МВт)

Параметр	Неразмножающая мишень		Размножающая мишень	Однозонный бустер	Двухзонный бустер	Двухкаскадный бустер
	W Вода	<sup>238</sup> U Вода				
Замедлитель нейтронов						
H <sub>2</sub> O						
Мишень	W Вода	<sup>238</sup> U Вода	<sup>237</sup> Np Свинцово-висмутовая	W Вода	<sup>238</sup> U Вода	<sup>237</sup> Np Вода
Теплоноситель	—	—	—	37	37	37
Объем, л	19,6	19,6	39,7	640	634	—
Масса, кг	340	337	536	—	—	60
Активная зона	—	—	—	PuO <sub>2</sub>	PuO <sub>2</sub>	Металлический Pu
Тип топлива	—	—	—	9,6	9,6	—
Объем, л	—	—	—	40	40	—
Масса топлива, кг	—	—	—	Вода	Вода	210
Теплоноситель	—	—	—	Вода	Вода	Нагрий
Полная мощность бустера, МВт	0,1	0,13	7,6	10,0	13,0	15,0
Плотность потока тепловых нейтронов на поверхности плоского (трепанчатого) водяного замедлителя $\varphi_{th}$ , $10^{13}$ см <sup>-2</sup> ·с <sup>-1</sup>	0,6	1,2 (1,9)	9,0 (15,3)	25,0 (42,5)	28,0 (47,6)	8,8 (15,0)
Время жизни мгновенных нейтронов, с	$3,60 \cdot 10^{-6}$	$3,60 \cdot 10^{-6}$	$1,40 \cdot 10^{-6}$	$1,3 \cdot 10^{-6}$	—	$2,80 \cdot 10^{-7}$
Период спада нейтронной цепочки $\tau/\Delta K$ , с	—	—	—	—	—	$1,4 \cdot 10^{-5}$

рой — длительность импульса нейтронов  $\tau/\Delta K$ , с. Данные представлены в табл. 10, где также приведена мощность источника, при которой плотность потока тепловых нейтронов на поверхности гребенчатого замедлителя будет равна  $5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ . Это число по разным оценкам, по-видимому, будет предельным для пучковых источников нейтронов, управляемых ускорителем протонов. Заметим, что здесь не рассматривается возможность теплосъема.

Первое, на что нужно обратить внимание при анализе табл. 10, — это размножающая мишень на основе урана, однозонный бустер из двуокиси плутония с мишенью из вольфрама или урана и двузонный бустер с мишенью из нептуния с АЗ из  $\text{PuO}_2$ . Последние два источника близки по характеристикам и отличаются только видом мишени (нептуний, уран или вольфрам). Естественно, что вольфрамовая мишень в настоящее время — хорошо опробованный и испытанный материал, поэтому его можно использовать и в источниках нейтронов большой мощности. Это относится также и к бустеру

**Таблица 10. Сравнительные параметры протон-управляемых источников нейтронов разных категорий: мощность источников  $W/\varphi_{\text{th}}$ , МВт/( $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ ), необходимая для генерации плотности потока тепловых нейтронов на поверхности плоского и гребенчатого водяных замедлителей, равной  $10^{13} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ ; длительность импульса нейтронов  $\tau/\Delta K$ , а также мощность источника  $W$  (МВт), при которой плотность потока тепловых нейтронов на поверхности гребенчатого водяного замедлителя равна  $5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$**

Категория нейтронного источника	Значение параметра		
	$W/\varphi_{\text{th}}$ , МВт/( $10^{13} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ )	$\tau/\Delta K$ , с	$W$ , МВт ( $5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ )
Неразмножающая мишень W	0,166 (0,098)	—	4,90
Размножающая мишень: $^{238}\text{U}$ $^{237}\text{Np}$	0,11 (0,068)	—	3,4
	0,84 (0,49)	$7,0 \cdot 10^{-5}$	24,5
Однозонный бустер $\text{PuO}_2$ : мишень — W мишень — U	0,40 (0,24)	$\sim 1,4 \cdot 10^{-4}$	12,0
	0,46 (0,27)	$\sim 1,4 \cdot 10^{-4}$	13,5
Двузонный бустер Np– $\text{PuO}_2$	0,30 (0,18)	$1,0 \cdot 10^{-4}$	9,0
Двухкаскадный бустер Np– $\text{PuO}_2$	1,7 (1,0)	$\sim 1,4 \cdot 10^{-4}$	50,0

*Примечание.* В скобках указана средняя плотность потока тепловых нейтронов на поверхности гребенчатого замедлителя.

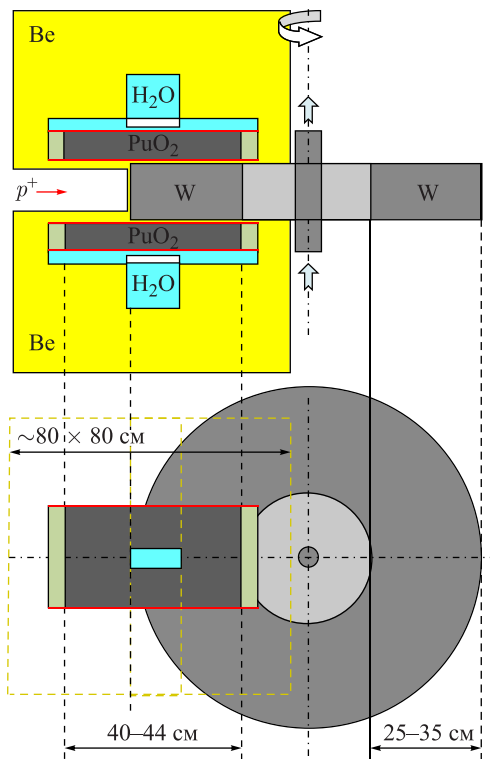


Рис. 19. Модель расчета однозонного бустера с вращающейся вольфрамовой мишенью и АЗ из двуокиси плутония. АЗ окружена бериллиевым отражателем. Выход тепловых нейтронов осуществляется с поверхности водяного замедлителя, установленного над плоской АЗ с тангенциальной организацией нейтронных пучков

с АЗ из двуокиси плутония. Таким образом, для дальнейшей оптимизации можно рассмотреть вариант бустера с мишенью из вольфрама и АЗ из двуокиси плутония.

Нейтронно-физическая модель такого варианта бустера с вращающейся вольфрамовой мишенью приведена на рис.19. АЗ из двуокиси плутония окружена бериллиевым отражателем. Выход тепловых нейтронов осуществляется с поверхности водяного замедлителя, установленного над плоской АЗ с тангенциальной организацией нейтронных пучков. Основной водяной замедлитель оптимальных размеров установлен над плоским предзамедлителем. Многосекционная вращающаяся мишень служит для улучшения отвода тепла и уменьшения нейтронного фона между импульсами. Более подробно нейтронно-физические, импульсные и тепловые данные по оптимизации такого источника нейтронов будут представлены в отдельной работе.

## 11. КРАТКИЕ ВЫВОДЫ

На основе проанализированных нейтронно-физических характеристик всех возможных категорий протон-управляемых пучковых источников нейтронов можно сделать вывод, что для получения максимальной плотности потока тепловых нейтронов можно рассмотреть два источника: 1) однозонный бустер с мишенью из вольфрама с АЗ из двуокиси плутония; 2) двузонный бустер с мишенью из нептуния и основной АЗ из двуокиси плутония.

Вышеуказанные источники позволяют получить высокие нейтронно-физические характеристики и обеспечить плотность потока тепловых нейтронов на уровне  $\sim 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ . Источники имеют два неоспоримых преимущества: первое — то, что они попадают в категорию подкритических систем, для которых не требуется наличия в полном объеме реакторной системы управления и защиты, и второе — то, что мощность пучка протонов, по крайней мере, на порядок меньше мощности ускорителей самых высокопоточных сегодня источников на основе неразмножающих мишеней.

Наиболее реализуемый сегодня — это однозонный бустер с мишенью из вольфрама и с АЗ из двуокиси плутония. Этот вариант источника будет рассмотрен авторами более подробно как наиболее реальный в техническом исполнении источник.

**Благодарности.** Авторы выражают признательность А. В. Виноградову за плодотворное обсуждение и Е. А. Жаворонковой за помощь в проведении расчетов.

## ЛИТЕРАТУРА

1. *Ананьев В. Д., Пепельшев Ю. Н., Рогов А. Д.* Расчеты по оптимизации реактора ИБР-2. Препринт ОИЯИ Р13-2017-43. Дубна, 2017.
2. *Schulke A. W.* IPNS Enriched Uranium Booster Target // ICANS-VIII, 1985. Report RAL-85-110.
3. Technical Design Report ORNL 2015/24. 2015; The Spallation Neutron Source (SNS). <https://neutrons.ornl.gov/sns>.
4. ESS Technical Design Report ESS-0016915; <https://europeanspallationsource.se>. 23 April 2013.
5. *Ананьев В. Д., Блохинцев Д. И., Букаев П. В. и др.* Импульсный реактор с инжектором ИБР-2. Препринт ОИЯИ 13-4392. Дубна, 1969.
6. *Бунин Б. Н., Левин В. М., Николаев С. К. и др.* Пуск реактора ИБР-30 в режиме импульсного бустера. Сообщ. ОИЯИ 13-6213. Дубна, 1972.
7. *Filges D., Goldenbaum F.* Handbook of Spallation Research — Theory, Experiments and Applications. Wiley — vch Verlag, 2009.
8. *Алексеев С. В., Зайцев В. А.* Нитридное топливо для ядерной энергетики. М.: Техносфера, 2013.

9. Аксенов В. Л., Балагуров А. М., Пепельшев Ю. Н., Рогов А. Д. Высокопоточный источник нейтронов на основе каскадного бустера // Вопр. атом. науки и техники. Сер. «Физика ядерных реакторов». 2017. Вып. 2.
10. Колесов В. Ф. Аперiodические импульсные реакторы: В 2 т. Изд. 2-е, перераб. и доп. Саров: Изд-во РФЯЦ-ВНИИТЭФБ, 2017.
11. Шимкевич А., Прошкин А., Седов А. Перспективное плотное топливо для энергетических реакторов // Сб. РЕА. 2011. № 10. С. 36–41; [www.Rosenergoatom.info](http://www.Rosenergoatom.info).
12. Аксенов В. Л., Ананьев В. Д., Комышев Г. Г., Рогов А. Д., Шабалин Е. П. О пределе нейтронных потоков в импульсных источниках на основе реакции деления // Письма в ЭЧАЯ. 2017. Т. 14, № 5(210). С. 556–570.

Получено 21 мая 2018 г.

Редактор *Е. В. Григорьева*

Подписано в печать 26.07.2018.

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

Усл. печ. л. 2,43. Уч.-изд. л. 2,73. Тираж 215 экз. Заказ № 59458.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

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

E-mail: [publish@jinr.ru](mailto:publish@jinr.ru)

[www.jinr.ru/publish/](http://www.jinr.ru/publish/)