

621.039.5

В 74

ISSN 0205—4671

РОССИЙСКИЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР
“КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ”

Российский федеральный ядерный центр — ВНИИЭФ

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

СЕРИЯ:
Физика
ядерных реакторов

ВЫПУСК

1

1996

621.039.5
B74

РОССИЙСКИЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР "КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ"

Российский федеральный ядерный центр — ВНИИЭФ

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ СБОРНИК

СЕРИЯ

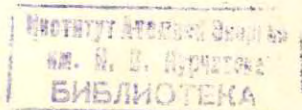
ФИЗИКА ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ

ИЗДАЕТСЯ С 1989 г.

ВЫПУСК 1

ИМПУЛЬСНЫЕ РЕАКТОРЫ
И ПРОСТЫЕ КРИТИЧЕСКИЕ СБОРКИ

МОСКВА — 1996



37372 4/2

Редакционная коллегия серии:

А.Ю. Гагаринский (главный редактор),
С.М. Зарицкий (зам. главного редактора),
В.Ф. Колесов, С.Д. Малкин, Т.П. Федосеева (отв. секретарь)

Редакционная коллегия выпуска:

В.Ф. Колесов (главный редактор), Е.В. Куличкова (отв. секретарь),
А.М. Воинов (зам. главного редактора), В.Г. Заграфов, М.И. Кувшинов,
С.А. Новиков, И.С. Погребов, В.М. Талызин, В.А. Терехин,
С.К. Штарев, В.И. Юферев

В серии «Физика ядерных реакторов» публикуются материалы по следующим вопросам:

- теория и методы расчета ядерных реакторов, бланкетов термоядерных реакторов, радиационной защиты, переноса излучений;
- проблемы обеспечения расчетных и экспериментальных исследований программами для ЭВМ; описания и аннотации программ, комплексов и систем программ;
- расчетные исследования по физике ядерных реакторов, бланкетов термоядерных реакторов, радиационной защиты, переноса излучений; исследования отдельных аспектов развития ядерной энергетики;
- экспериментальные методы и экспериментальные исследования по физике ядерных реакторов и в пересеченных смежных областях;
- математические проблемы теории переноса и теории реакторов.

В выпусках «Импульсные реакторы и простые критические сборки» публикуются статьи, охватывающие следующие конкретные проблемы:

- кинетика и динамика импульсных реакторов и бустеров аperiodического действия;
- конструкции и физические характеристики действующих или проектируемых импульсных реакторов;
- опыт эксплуатации импульсных реакторов;
- методика и результаты проводимых с помощью импульсных реакторов экспериментов;
- критические и другие нейтронно-физические характеристики простыхборок из делящихся веществ;
- использование интегральных экспериментов на простых критических сборках для проверки многогрупповых нейтронных констант;
- ядерная безопасность импульсных реакторов и простых критическихборок.

КОНСТРУКЦИЯ И ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ БУСТЕР-РЕАКТОРА БР-К1

*В.С. Босамыкин, А.А. Малинкин, В.Ф. Колесов, С.К. Штарев, В.С. Гладков,
И.А. Никитин, А.С. Кошелев, Ю.М. Одинцов, В.Х. Хоружий,*

*Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики,
607200, Арзамас-16*

Приводятся основные сведения о конструктивной компоновке активной зоны, процедурных особенностях реализации рабочих режимов, временных и энергетических параметрах импульсов делений и параметрах нейтронного и γ -излучений во внутризонной облучательной полости, включая размещаемые в ней устройства трансформации излучений.

BR-K1 REACTOR CONSTRUCTION AND PERFORMANCES. V.S. Bosamykin, A.A. Malinkin, V.F. Kolesov, S.K. Shtaryov, V.S. Gladkov, I.A. Nikitin, A.S. Koshelev, Yu.M. Odintsov, V.Kh. Khoruzhy. The essentials of the fuel core arrangement procedure peculiarities of the operating mode, fission pulse temporary and energetic parameters and also neutron and gamma-radiation conditions within the exposure cavity with a radiation converter in it, have been given.

ВВЕДЕНИЕ

Бустер-реактор БР-К1 представляет собой многоцелевую ядерно-физическую установку, предназначенную как для апробаций концептуальных решений в рамках проекта бустер-реактора «Каскад» (БР-К) [1], так и для проведения широкого круга исследовательских работ в режимах аperiodического импульсного реактора и бустера совместно с ускорителем ЛИУ-30 [2].

Разработка, изготовление и исследование БР-К1 в режиме автономного импульсного реактора завершены.

В настоящей статье приводятся основные сведения о рабочем варианте стэнда и активной зоны (АЗ) БР-К1, процедурных особенностях реализации рабочих режимов (импульсного на мгновенных и запаздывающих нейтронах, статического), временных и энергетических параметрах импульсов делений и параметрах нейтронного и γ -излучений во внутризонной облучательной полости, в том числе с применением устанавливаемых в ней устройств, трансформирующих состав излучений реактора (n - γ -конвертор для эффективного преобразования быстрых нейтронов в γ -излучение; фильтр из свинца для ослабления γ -излучения при практически неизменной нейтронной компоненте).

ОСОБЕННОСТИ КОНСТРУКЦИИ

АЗ, механизмы перемещения органов регулирования реактивности (ОРР), элементы систем технологического обеспечения (пневмосистемы, системы откачки и газонаполнения защитных чехлов структурных блоков, контрольно-измерительной системы и т.п.) скомпонованы на автономном реакторном стэнде, конструкция которого предусматривает возможность его транспортировки вдоль рельсовой колеи шириной 1200 мм на базе ~ 30 м.

Полностью собранный реакторный стэнд имеет следующие габаритные размеры: ширину 1400 мм, длину 2820 мм, высоту 3080 мм и массу 7 т. Перемещение стэнда вдоль транспортной колеи осуществляется со скоростью 0,5 м/мин с помощью уста-

новленного на нем электромеханического привода. Управление — дистанционное, по коммутационно-силовому кабелю, перемещающемуся вместе со стендом.

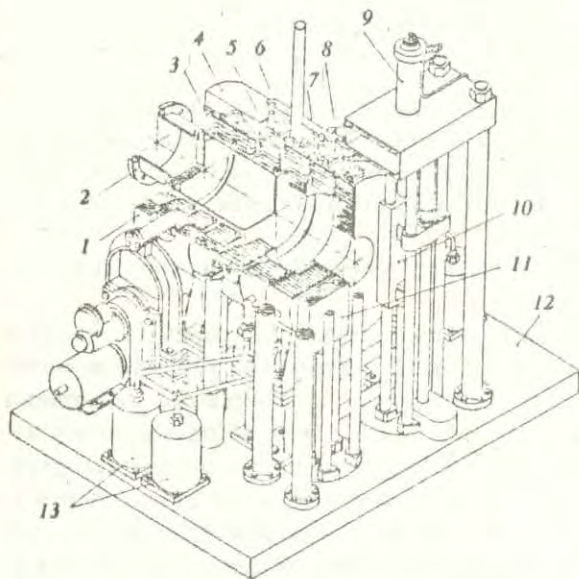
Механизмы перемещения ОРР, электромеханические клапаны пневмо- и газовакуумной систем и другие элементы технико-технологического обеспечения укрыты для снижения дозовой нагрузки на обслуживающий персонал от осколочного γ -излучения делящихся материалов (ДМ) АЗ стальной плитой толщиной 90 мм, одновременно выполняющей роль основания для крепления структурных блоков АЗ.

АЗ БР-К1 — цилиндрической формы, с горизонтальной ориентацией центральной оси. Собрана из кольцевых элементов делящегося материала (КЭДМ), изготовленных из сплава урана 36%-ного обогащения по ^{235}U с молибденом (~9% массового содержания). Общее число КЭДМ — 41. Их суммарная масса — 1511 кг (в том числе ^{235}U ~500 кг). КЭДМ выполнены в форме тонкостенных колец (толщиной от 12,7 до 18,7 мм) трех типоразмеров по высоте (90, 100, 120 мм). Минимальный внутренний диаметр — 206 мм, максимальный внешний диаметр — 617 мм. Для создания гарантированного температурного зазора между КЭДМ (~0,5 мм) у внешнего диаметра КЭДМ организованы соответствующие кольцевые уступы, обеспечивающие независимую подвеску КЭДМ внутри герметизирующих чехлов структурных блоков АЗ.

Общий вид АЗ с элементами крепления к опорной плите и элементами функционального обеспечения, расположенными над опорной плитой, представлен на рис. 1.

Основой конфигурационной структуры АЗ являются пять автономных блоков, представляющих собой глубокоподкритичные индивидуализированные сборки соответствующих КЭДМ, заключенные в герметизируемые чехлы из нержавеющей стали. Большая часть ДМ (как по количеству КЭДМ — 24, так и по массе — ~880 кг) приходится на три блока, положение которых на опорной плите фиксировано. Это так называемые неподвижные блоки НБ-2, НБ-1Л, НБ-1П. Девять КЭДМ общей массой ~345 кг образуют аварийный блок (АБ), являющийся основным элементом аварийной защиты, обеспечивающим быстрый перевод реактора в глубокоподкритичное состояние. Блок, обеспечивающий компенсацию реактивности АЗ при работе с сильновозмущающими нагрузками (так называемый подвижный блок ПБ), образуют восемь КЭДМ общей массой ~286 кг.

С целью снижения влияния на кинетические характеристики реак-



Р и с. 1. Конфигурационная компоновка АЗ БР-К1: 1, 4 — регулирующие блоки (РБ-1, РБ-2); 2 — контейнер горизонтальной загрузки (КГЗ); 3 — подвижный блок (ПБ); 5, 7, 8 — неподвижные блоки (НБ-2, НБ-1Л, НБ-1П); 6 — аварийный блок (АБ); 9 — демпфер ИБ; 10 — импульсный блок (ИБ); 11 — стоп-блок (СБ); 12 — опорная плита; 13 — ресиверы-расширители

тора медленных нейтронов, образующихся в бетонных стенах реакторного зала, каждый из упомянутых пяти блоков оснащен экраном из титан-гадолиниевого сплава ТГ-702 (массовое содержание гадолиния ~10%). Экраны изготовлены из проката толщиной ~2 мм и установлены внутри герметизирующих чехлов сразу под цилиндрической внешней стенкой чехла. Данные по фильтрующим свойствам экранов указанного типа содержатся в [3].

Защита уран-молибденового сплава от окисления, особенно в условиях высокотемпературного разогрева, обеспечивается заполнением (после предварительной откачки) герметизирующих чехлов гелием до давления $\sim 1,05$ ата (~ 800 мм рт. ст.). Для компенсации температурного скачка давления каждый блок оснащен двумя ресиверами-расширителями. Использование гелия обеспечивает одновременно и хорошую теплопередачу от КЭДМ к оболочке чехла.

Процедурно-функциональное регулирование реактивности обеспечивается регулирующим блоком РБ (два автономных латунных полуцилиндра РБ-1 и РБ-2, охватывающие ПБ), стоп-блоком СБ и импульсным блоком ИБ. Состав и конфигурация СБ и ИБ идентичны — прямоугольные блоки из бериллия в заварных чехлах из титана. Перемещаются параллельно торцевой поверхности НБ-1П с зазором ~ 5 мм, расположены симметрично центральной оси АЗ.

Перемещение АБ осуществляется электромеханическим приводом на базе 450 мм со скоростями 0,1 и 1,0 мм/с; при сбросе на базе 230 мм обеспечивается режим свободного падения по направляющим с последующим торможением на двух гидравлических демпферах. Перемещение ПБ осуществляется электромеханическим приводом на базе 80 мм со скоростями 0,1 и 1,0 мм/с. Перемещение регулирующих блоков РБ-1 и РБ-2 осуществляется от независимых электромеханических приводов с шаговыми двигателями на базах ~ 70 мм с дискретно регулируемыми скоростями в диапазоне от 0,025 до 3,25 мм/с. Перемещение СБ осуществляется электромеханическим приводом на базе 420 мм со скоростью 35 мм/с; при сбросе на базе 235 мм обеспечивается режим свободного падения по направляющим с последующим торможением на пружинно-пневматическом демпфере. Перемещение ИБ осуществляется на переменной базе ~ 580 мм. Электромеханический привод с шаговым двигателем обеспечивает дискретно регулируемые скорости движения в интервале от 0,025 до 3,25 мм/с на базе 420 мм. Пневмопривод обеспечивает непрерывно регулируемые скорости подъема от $\sim 0,2$ до $\sim 4,2$ м/с. Торможение ИБ при пневмовводе обеспечивается на базе ~ 160 мм гидравлическим демпфером; для торможения ИБ при сбросе используется эффект компрессии воздуха в системе пневмопривода. АБ, СБ и ИБ соединены с подвижными системами приводов с помощью электромагнитов, что и обеспечивает возможность их сброса при поступлении программных или аварийных сигналов или при выключении электропитания.

Для загрузки во внутризонную облучательную полость предусмотрен специальный контейнер горизонтальной загрузки (КГЗ), формообразующий кожух которого оснащен борным экраном из насыпного карбида бора толщиной по ^{10}B порядка $0,1$ г/см². Внутренние размеры КГЗ: диаметр ~ 310 мм, длина ~ 360 мм. В КГЗ для трансформации нейтронного и γ -излучений реактора могут быть установлены μ - γ -конвертор (шестигранный «стакан» из пресс-материала, представляющего собой смесь полипропилена с $\sim 10\%$ окиси кадмия по массе, вписанный в диаметр ~ 310 мм, с толщиной стенки и дна ~ 60 мм) и свинцовый фильтр (круглый «стакан», вписанный в диаметр ~ 310 мм, с толщиной стенки и дна ~ 50 мм). КГЗ размещается на специальном стенде горизонтальной загрузки, перемещение которого осуществляется по автономной рельсовой колее, перпендикулярной транспортной колее реакторного стенда.

Для обслуживания реакторных механизмов в условиях щадящих дозовых нагрузок на персонал в помещении технического обслуживания реактора установлен защитный бокс со стальными стенками толщиной ~ 300 мм, что позволяет в ~ 100 раз ослабить осколочное γ -излучение ДМ АЗ.

РЕАКТИВНОСТЬ И ЕЕ РЕГУЛИРОВАНИЕ

Исследование реактивных характеристик АЗ БР-К1 в области отрицательных реактивностей, включая реактивности отдельных структурных блоков, осуществлялось с использованием комплекса аппаратуры, разработанного для измерения реактивности

методами Шестранда и стреляющего источника в экспериментах на специализированном критстенде [4]. Экспериментальные данные для БР-К1 получены при непосредственном участии в измерениях специалиста по использованию упомянутых методик и аппаратурно-программного комплекса Захарова А.Н.

Применение методик и аппаратуры, верифицированных на эталонных критических сборках и успешно используемых при измерении реактивностей для широкого круга критических систем в широком диапазоне изменения их реактивностей, обеспечило высокий уровень физической достоверности численных значений реактивности для различных конфигураций АЗ БР-К1 в целом и эффективностей индивидуальных ОРР. При измерениях реактивности в диапазоне от нижнего критсостояния до $-18\beta_{эф}$ обеспечивается уровень аппаратурно-методических погрешностей не хуже $\pm 3\%$ в интервале доверительной вероятности $\mathcal{P} = 0,67$. При измерениях реактивности от $-18\beta_{эф}$ до $-100\beta_{эф}$ погрешность возрастает до $\pm 8,5\%$ ($\mathcal{P} = 0,67$). Для БР-К1 $\beta_{эф}$ принято, на основании проведенных расчетов, равным 0,00736 абс. ед.

Измерение реактивности АЗ с уровня $-18\beta_{эф}$ и до состояния запаздывающей критичности осуществлялось также с помощью реактиметра обратной кинетики (РОК), разработанного для штатного использования на реакторе в соответствии с рекомендациями работ [5, 6].

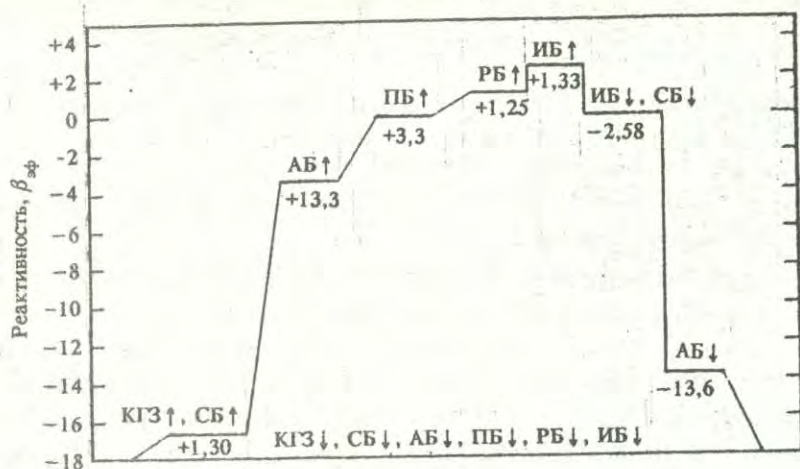
Для измерения реактивности в диапазоне ее изменения между состояниями запаздывающей и мгновенной критичности использовалась методика, основанная на функциональной связи реактивности и асимптотического периода разгона реактора. Использовались счетные и токовые измерители периода из состава контрольно-измерительной аппаратуры реактора.

При определении реактивности изолированных структурных блоков были получены данные для НБ-1П, НБ-1Л и комбинации ПБ+РБ при разведенных в исходное положение фрагментах РБ-1, РБ-2. Для НБ-1П реактивность равна $-(59 \pm 2)\beta_{эф}$; для НБ-1Л реактивность равна $-(98 \pm 8)\beta_{эф}$; для комбинации ПБ+РБ реактивность равна $-(68 \pm 3)\beta_{эф}$.

При полностью разведенных ОРР реактивность реактора при его нахождении на рабочей позиции равна $-18\beta_{эф}$, а при нахождении в защитном стальном боксе $-11,7\beta_{эф}$.

Изменение реактивности, реализуемое при осуществлении штатной последовательности операций по выводу реактора в стартовое для генерирования импульса на мгновенных нейтронах состояние, вводе ИБ, обеспечивающем требуемый переход над мгновенной критичностью, и завершающем сбросе ИБ, СБ, АБ с последующим отводом ПБ, РБ, КГЗ, иллюстрирует рис. 2. Идентификация перемещения конкретного ОРР осуществлена в форме надписи около достигнутого уровня реактивности вида СБ $\uparrow$, АБ $\downarrow$ ($\uparrow$ — орган введен в АЗ до положения, соответствующего реализации его полной эффективности; $\downarrow$ — орган выведен из АЗ до крайнего положения). Число под идентификатором соответствует полному изменению реактивности (в $\beta_{эф}$) за счет осуществленного перемещения ОРР, т.е. выражает эффективность конкретного ОРР на соответствующем этапе регулирования реактивности реактора. Участки ввода и вывода ОРР с помощью электромеханических приводов обозначены наклонными линиями, соединяющими начальный и конечный уровни реактивности по ходу движения соответствующего ОРР. Участки пневмоввода ИБ и сброса АБ, СБ, ИБ обозначены вертикальными соединительными линиями соответствующих уровней реактивности. За нулевую точку отсчета принята реактивность АЗ, соответствующая состоянию запаздывающей критичности.

Следует отметить, что для близкорасположенных ОРР имеет место значимый эффект конфигурационной зависимости эффективности. Так, эффективность АБ изме-



Р и с. 2. Изменение реактивности при штатной последовательности ввода и сброса ОРР

няется от $13,3\beta_{эф}$ (при ПБ↓, РБ↓) до $13,6\beta_{эф}$ (при ПБ↑, РБ↑); эффективность РБ — от $0,43\beta_{эф}$ (при АБ↑, ПБ↓) до $1,25\beta_{эф}$ (при АБ↑, ПБ↑). В то же время, как практически значимое индивидуальное свойство АЗ БР-К1 ввиду наличия большой внутренней полости и возможности размещения в ней крупногабаритных грузов, следует отметить слабое влияние на реактивность АЗ в разведенном состоянии полного удаления блоков ПБ, РБ и ИБ-2. Фактически изменения реактивности АЗ в целом при удалении указанных блоков в пределах погрешности измерений не выявлено.

Наиболее подробно исследовалось изменение реактивности, реализуемое при движении ИБ. Необходимые для проведения штатных процедур предимпульсной калибровки парциальных эффективностей и определения перехода над мгновенной критичностью данные оформлены в виде подробных таблиц и интерполяционных аналитических представлений на ограниченных участках функциональной зависимости эффективности ИБ от его местоположения. Для отображения характера изменения эффективности ИБ на базе его перемещения от крайнего нижнего положения (координата $h \approx -420$ мм по указателю положения ИБ) через максимум ввода реактивности ($h = 0$) до положения, в котором перемещение ИБ электромеханическим приводом ограничивается демпфером торможения ИБ ($h \approx +40$ мм), с удовлетворительной точностью может быть использовано соотношение

$$\rho_{иб}(h) = 1,21541 + 6,55332 \cdot 10^{-5}h - 2,43665 \cdot 10^{-5}h^2 + 5,58715 \cdot 10^{-8}h^3 - 3,58325 \cdot 10^{-11}h^4,$$

где h — в мм, $\rho_{иб}(h)$ — в $\beta_{эф}$.

Процедура предимпульсных проверок парциальных эффективностей ИБ на избранных фиксированных участках его перемещения с возможностью, при необходимости, выхода в координату $h = 0$ позволяет оперативно учесть значимые изменения эффективности ИБ, вызываемые крупногабаритными грузками, особенно при их размещении во внутризонной облучательной полости. Так, при размещении в КГЗ свинцового фильтра (из комплекта штатных трансформирующих устройств), что вызывает увеличение реактивности реактора на $2,3\beta_{эф}$, эффективность ИБ возрастает на $\sim 0,12\beta_{эф}$. Размещение в КГЗ л-γ-конвертора (также из комплекта штатных трансформирующих устройств) вызывает уменьшение реактивности реактора на $3,2\beta_{эф}$ и уменьшение эффективности ИБ на $\sim 0,02\beta_{эф}$.

Конфигурационные особенности конструкции защитных чехлов структурных блоков АЗ БР-К1 и обусловленный этими особенностями характер температурного поведения чехлов явились определяющими при выборе в качестве предельно допустимого для планирования при генерировании импульсов на мгновенных нейтронах энерговыделения величиной $1 \cdot 10^{18}$ дел. в АЗ.

Определение полного числа делений в АЗ БР-К1 было осуществлено через детальное исследование пространственного распределения плотности делений ^{235}U и ^{238}U с последующим интегрированием по объему ДМ АЗ. Были использованы три методики измерения плотности делений: традиционная, с применением детекторов, содержащих известные количества ^{235}U , ^{238}U , и определением числа происшедших в них делений по осколочной γ -активности и выходу продуктов с известными характеристиками; нетрадиционные, отработанные специально к условиям реализации на БР-К1 с учетом отсутствия гальванических покрытий на КЭДМ и заключающиеся в использовании трековых регистраторов осколков, вылетающих с поверхностей КЭДМ, и в использовании медных фольг для сбора этих же осколков с последующей регистрацией осколочной γ -активности. Мониторирование и абсолютная нормировка осуществлялись с помощью активационных никелевых детекторов и эталонных камер деления, размещаемых в опорной точке КГЗ.

Перераспределение делений по структурным блокам АЗ иллюстрируют данные, представленные в табл. 1. Максимальная плотность делений реализуется в шестом от центральной оси АЗ КЭДМ, расположенном в блоке НБ-1П. При энерговыделении $1 \cdot 10^{18}$ дел. в АЗ импульсный прирост температуры в максимуме плотности делений составляет $\sim 200^\circ\text{C}$.

Т а б л и ц а 1. Относительное распределение числа делений по структурным блокам АЗ БР-К1

Структурный блок	Число делений, отн. ед.		
	Полное	^{235}U	^{238}U
ПБ	0,103	0,093	0,010
НБ-2	0,116	0,105	0,011
АБ	0,265	0,240	0,025
НБ-1Л	0,219	0,198	0,021
НБ-1П	0,297	0,269	0,028
АЗ в целом	1,000	0,906	0,094

Наличие внутреннего источника нейтронов спонтанного деления с большим выходом ($\sim 1,2 \cdot 10^4$ нейтр./с) ограничило возможности реализации режима генерирования импульсов делений на мгновенных нейтронах с остановкой ИБ. В качестве основного режима генерирования импульсов делений на мгновенных нейтронах был реализован пролетный режим ИБ. Для повышения стабильности функционирования и уровня ядерной безопасности генерирование импульсов осуществляется в присутствии вблизи АЗ в фиксированной позиции нейтронного Рн—Ве-источника мощностью $5 \cdot 10^6$ нейтр./с. Скорость ввода ИБ в зависимости от планируемого энерговыделения варьируется в пределах от $\sim 0,3$ до $\sim 4,2$ м/с. Штатная контрольно-измерительная аппаратура обеспечивает возможность регистрации процесса развития импульса делений одновременно с регистрацией пространственных координат летящего ИБ.

Совокупный анализ экспериментов, выполненных по методике однократного нейтронного импульса с использованием формализма, развитого в работе [7], и данных, полученных при генерировании импульсов делений на мгновенных нейтронах, дает

для эффективного времени жизни мгновенных нейтронов $l_{\text{эф}}$ значение 66,7 нс, а для температурного коэффициента гашения реактивности A_0 значение $3,5 \cdot 10^{-11}$ абс.ед./Дж.

В диапазоне изменения реактивностей, соответствующем реализации импульсов делений на мгновенных нейтронах с энерговыделением до $1 \cdot 10^{18}$ дел. в АЗ, практически значимых различий в кинетических и энергетических параметрах импульсов делений (асимптотическом периоде разгона, полуширине, энерговыделении) для незагруженного реактора (пустой КГЗ) и с загрузкой штатными трансформирующими устройствами (в КГЗ n - γ -конвертор или свинцовый фильтр) не выявлено (т.е. не выявлено различий в формах импульсов делений при одинаковых реактивностях для указанных видов загрузок).

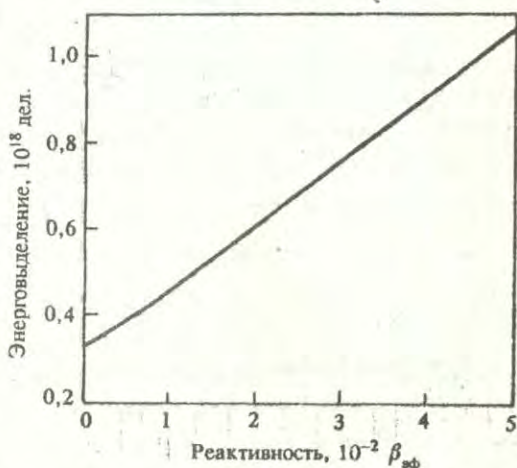
Графики обобщенных зависимостей энерговыделения, полуширины и пиковой мощности от реализованной реактивности, при построении которых учтены данные как для незагруженного, так и для загруженного реактора, представлены на рис. 3, 4. В интересах единообразия и наглядности представления результатов начало отсчета по шкале реактивности на графиках соответствует реактивности над состоянием запаздывающей критичности, равной $\beta_{\text{эф}}$ (0,00736 абс. ед.). Для определения энерговыделения в импульсах использовались как основные никелевые активационные детекторы, размещаемые в избранных фиксированных позициях в АЗ и около нее. Для определения полуширины и пиковой мощности использовались данные по форме импульса делений, полученные с помощью откалиброванного штатного детектора (вакуумированная камера деления КНК-15 [8] в экране варьируемого состава и конфигурации для подбора эффективности детектора), помещенного около блока НБ-1П.

На рис. 5 представлена форма импульса делений, в котором реализуется

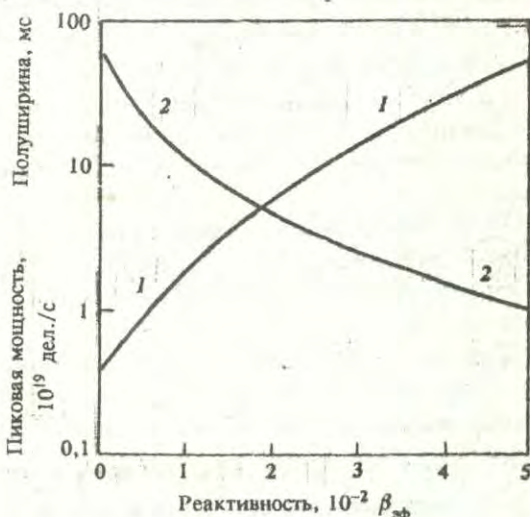
$1 \cdot 10^{18}$ дел. в АЗ. Построена по показаниям вакуумированной камеры КНК-15, размещенной в КГЗ, с нормировкой по пиковой амплитуде сигнала. Внутризонное размещение камеры КНК-15 исключает прямое воздействие на ее сигнал замедленных в стенах реакторного помещения нейтронов.

Штатная аппаратура контроля мощности реактора обеспечивает также работу в режиме генерирования импульсов делений на запаздывающих нейтронах с самогашением при значениях асимптотического периода разгона не короче ~ 5 с. Энерговыделение при генерировании импульсов на запаздывающих нейтронах также ограничено уровнем $1 \cdot 10^{18}$ дел. в АЗ.

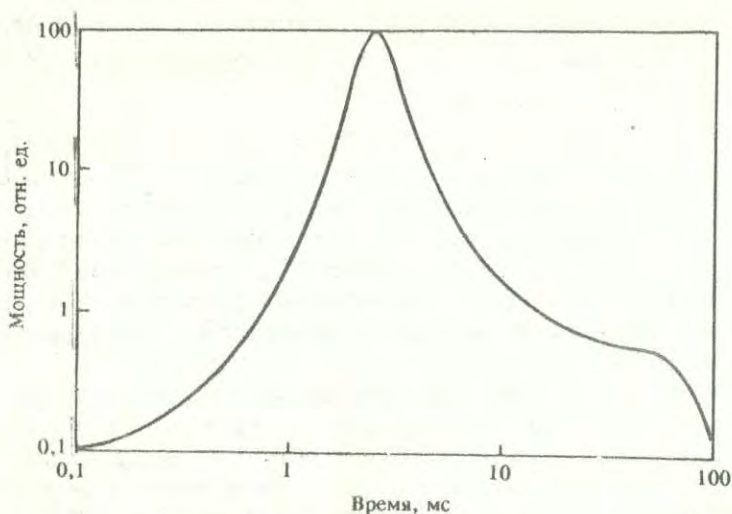
При работе в статическом режиме на мощности не более 10 кВт и контроле установленных уровней температуры разо-



Р и с. 3. Функциональная зависимость энерговыделения в импульсе от реактивности



Р и с. 4. Функциональные зависимости пиковой мощности и полуширины импульса от реактивности: 1 — пиковая мощность; 2 — полуширина



Р и с. 5. Форма импульса делений на мгновенных нейтронах с энерговыделением $1 \cdot 10^{18}$ дел. в АЗ

грева защитных чехлов структурных блоков НБ-1П (120 °С) НБ-1Л (115 °С), АБ (100 °С), НБ-2 (85 °С) по показаниям штатных термопарных датчиков энерговыделение в непрерывном единичном пуске не ограничивается. При работе на мощности 10 кВт ($\sim 3,3 \cdot 10^{14}$ дел./с) за ~ 200 мин в АЗ может быть реализовано энерговыделение ~ 120 МДж ($\sim 4 \cdot 10^{18}$ дел.).

ХАРАКТЕРИСТИКИ ИЗЛУЧЕНИЙ

Для определения флюенса и спектра нейтронов использовался метод интегральных детекторов с реакциями деления $^{235}\text{U}(n, f)$, $^{239}\text{Pu}(n, f)$ (без фильтра и в фильтрах из кадмия толщиной 1 мм и бора толщиной 0,58 г/см² по ^{10}B), $^{237}\text{Np}(n, f)$, $^{238}\text{U}(n, f)$ (в фильтре из кадмия толщиной 1 мм) и реакциями активации $^{197}\text{Au}(n, \gamma)$, $^{63}\text{Cu}(n, \gamma)$ (в фильтре из кадмия толщиной 1 мм), $^{115}\text{In}(n, p')$, $^{58}\text{Ni}(n, p)$, $^{32}\text{S}(n, p)$, $^{27}\text{Al}(n, \alpha)$ и $^{19}\text{F}(n, 2n)$. Искомые характеристики определялись по выборке нормированных на $1 \cdot 10^{18}$ дел. в АЗ интегральных откликов перечисленных детекторов с помощью специализированной программы КАСКАД [9].

В качестве избранных для детальных спектральных измерений выбраны позиции на центральной оси КГЗ на расстоянии 60 мм от дна кожуха КГЗ или размещенного в нем штатного трансформирующего устройства (n — γ -конвертора, свинцового фильтра).

Для определения дозовых характеристик γ -излучения использовалась методика ИКС с детекторами ИС-7 [10].

Спектральные характеристики нейтронов в избранных позициях представлены в табл. 2.

Данные по флюенсу, средним энергиям и эффективности воздействия по кремниевому эквиваленту для нейтронов и по дозе γ -излучения представлены в табл. 3. Численные значения соответствующих интегральных параметров нормированы на $1 \cdot 10^{18}$ дел. в АЗ. Данные с индексом V_0 соответствуют средним по объему ~ 3 л, условно образованного вокруг центральной оси КГЗ, диаметром ~ 130 мм, длиной ~ 225 мм, с началом отсчета от дна кожуха КГЗ или соответствующего штатного трансформирующего устройства. Данные по керме для кремния получены расчетно по спектрам

Т а б л и ц а 2. Спектры нейтронов в избранных измерительных позициях

I	Границы энергетического интервала, МэВ	$F(\Sigma F_i = 1,0000)$		
		Пустой КГЗ	n-γ-конвертор	Свинцовый фильтр
1	0,100—9—0,465—6	0	0,0025	0
2	0,465—6—0,100—5	0	0,0039	0
3	0,100—5—0,100—4	0	0,0609	0
4	0,100—4—0,100—3	0	0,0989	0
5	0,100—3—0,100—2	0	0,0845	0
6	0,100—2—0,100—1	0,0012	0,0769	0,0025
7	0,100—1—0,100	0,0708	0,1989	0,1010
8	0,100—0,200	0,1370	0,0996	0,1640
9	0,200—0,400	0,2590	0,1000	0,2690
10	0,400—0,800	0,2690	0,0973	0,2370
11	0,800—1,40	0,1190	0,0618	0,1100
12	1,40—2,50	0,0768	0,0574	0,0756
13	2,50—4,00	0,0439	0,0359	0,0291
14	4,00—6,50	0,0194	0,0172	0,0101
15	6,50—10,5	0,0037	0,0041	0,0016
16	10,5—18,0	0,0002	0,0002	0,0001

П р и м е ч а н и е. Запись вида 0,100—9 читать, как $0,100 \cdot 10^{-9}$.

Т а б л и ц а 3. Интегральные параметры n-γ-излучений в избранных измерительных позициях

Параметр	Пустой КГЗ	n-γ-конвертор	Свинцовый фильтр
E_n , МэВ	0,782	0,514	0,651
F_n , нейтр./см ²	$5,10+14$	$1,30+14$	$4,10+14$
$F_{n\gamma_0}$, нейтр./см ²	$4,40+14$	$0,95+14$	$3,27+14$
DK, Гр	126,3	17,2	92,2
IK, Гр	106,2	17,3	70,5
DK+IK, Гр	232,4	34,5	162,7
F_n (1 МэВ—Si-эквивалент), нейтр./см ²	$3,86+14$	$0,53+14$	$2,82+14$
D_γ , Гр (воздух)	648	1900	122
$D_{\gamma\gamma_0}$, Гр (воздух)	526	1150	105

П р и м е ч а н и е. Запись вида $5,10+14$ читать, как $5,10 \cdot 10^{14}$.

нейтронов с использованием констант DK (displacement kerma), IK (ionization kerma) из работы [11]. На основании нормированных по спектру значений DK произведено представление флюенса нейтронов в стандарте «1 МэВ—Si-эквивалент (95 МэВ·мб)», принятом в Sandia National Laboratories [12].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изготовлен и исследован в режиме автономного импульсного реактора крупнобаритный специализированный бустер-реактор БР-К1.

Максимальный импульс на мгновенных нейтронах характеризуется длительностью ~1,2 мс, пиковой мощностью ~13,5 ГВт ($\sim 4,5 \cdot 10^{20}$ дел./с), энерговыделением

~ 30 МДж ($\sim 1 \cdot 10^{18}$ дел.), флюенсом быстрых нейтронов $F_{\text{мах}}$ и дозой γ -излучения $D_{\text{мах}}$ во внутризонной облучательной полости $\sim 5 \cdot 10^{14}$ нейтр./см² и $\sim 2 \cdot 10^3$ Гр (воздух) соответственно.

Работы по созданию установки БР-К1 начинались под руководством академика РАН А.И. Павловского.

На отдельных этапах работ в них принимали участие:

- инженеры-конструкторы Н.И. Акатов, З.Г. Жарова, Н.П. Катина;
- специалисты по разработке и наладке систем автоматики и специализированной контрольно-измерительной аппаратуры А.Г. Гордеев, В.М. Васильев, В.А. Аниксеев и специалисты по монтажу, наладке и регулировке специализированных механизмов и систем технологического обеспечения В.И. Турутов, М.И. Мамаев;
- специалисты-исследователи Г.Н. Маслов (методики активационных измерений), А.Н. Захаров (методики измерения реактивности), С.В. Пестрин (анализ безопасности), В.А. Попов (методика РОК, температурное поведение защитных чехлов структурных блоков), Е.Ю. Тарасова (методика ИКС), В.Г. Вершинин (методика твердотельных трековых детекторов).

Разработка технологии и изготовление рабочего комплекта КЭДМ АЗ БР-К1 осуществлялись коллективом специалистов под руководством В.М. Кондакова.

Авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность всем, принявшим участие в работах по созданию установки БР-К1.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Павловский А.И., Маликин А.А., Колесов В.Ф. и др. Двухсекционный бустер-реактор «Каскад» (БР-К). — ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 1992, вып. 3, с. 3—11.
2. Pavlovskii A.I., Vosamykin V.S., Gerasimov A.I. et al. Linear Accelerators with Radial Lines-LJU-30. — BEAMS 92. 9th Int. Conf. on High-Power Particle Beams, Washington, DC, May 25—29, 1992, vol. 1, p. 273—282.
3. Кошелев А.С., Вершинин В.Г., Посельский В.Б. Относительная эффективность экранов, содержащих поглотители тепловых нейтронов. — ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 1991, вып. 4, с. 46—47.
4. Воинов А.М., Егоров В.П., Запольский А.Е. и др. Стенд для исследований нейтронно-физических характеристик простых критическихборок. — Там же, 1992, вып. 2, с. 21—29.
5. Могильнер А.И., Фокин Г.Н., Чайка Ю.В., Кузнецов Ф.М. Применение малых ЭВМ для измерения реактивности. — Атомная энергия, 1974, т. 36, вып. 5, с. 358—362.
6. Попов В.А. Работа реактиметра обратной кинетики в условиях реального фона нейтронов. — ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 1991, вып. 2, с. 54—56.
7. Хоружий В.Х., Кошелев А.С. Определение эффективных параметров точечной кинетики по результатам импульсного эксперимента на подкритическом или слегка надкритическом реакторе. — Там же, 1991, вып. 4, с. 26—31.
8. Одинцов Ю.М., Попов В.А., Кошелев А.С. и др. Исследование характеристик газонаполненных и вакуумированных камер деления КНК-15 в полях излучений с различным составом n -, γ -компонент. — Там же, 1993, вып. 1—2, с. 3—8.
9. Кошелев А.С., Маслов Г.Н., Петров Ю.В. КАСКАД — комплексная вычислительная программа для метода интегральных нейтронных детекторов. — Тез. докл. V Всесоюзного совещания по метрологии нейтронного излучения на реакторах и ускорителях. — М.: НИО ВНИИФТРИ, 1990, с. 116—118.
10. Бочвар И.А., Гимадова Т.И., Кеирим-Маркус И.Б. и др. Метод дозиметрии ИКС. — М.: Атомиздат, 1977.
11. Verbinski V.V., Lurie N.A., Roger V.C. Threshold-Foil Measurements of Reactor Neutron Spectra for Radiation Damage Applications. — NSE, 1978, vol. 65, p. 316—330.
12. Sandia National Laboratories Radiation Facilities. A Basic Source of Information for Prospective Users. SAND 89-1399, 1989.

ФЛУКТУАЦИИ ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЯ В СВЯЗАННЫХ ИМПУЛЬСНЫХ РЕАКТОРАХ ПРИ СЛАБОМ ИСТОЧНИКЕ НЕЙТРОНОВ

*А.В. Лукин, Всероссийский научно-исследовательский институт
технической физики, 454070, Челябинск*

Исследовано влияние флуктуаций в установлении устойчивой цепи делений, обусловленных мгновенными нейтронами, на энерговыделение за импульс в связанных импульсных реакторах. Выполнены численные оценки вероятностей установления устойчивых цепей делений в реакторной системе типа БАРС-5 при различных ее характеристиках.

ENERGY YIELD FLUCTUATIONS IN COUPLED PULSED REACTORS WITH WEAK NEUTRON SOURCE. A.V. LUKIN. The influence of generation chain prompt fission fluctuations on energy yield of fission pulse in coupled pulsed reactors is investigated. Numerical estimations of probability of stable fission chain generation are given for reactor system of BARS-5 type with variable characteristics.

1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время в связи с разработкой различных реакторных систем с пространственно-разделенными активными зонами большое внимание уделяется теоретическим и экспериментальным исследованиям характеристик связанных импульсных реакторов [1—3]. Разработана теория переходных нейтронных процессов [4—6], выполнен ряд экспериментальных исследований [7—9]. Однако до сих пор оставался неизученным вопрос о флуктуациях энерговыделения за импульс в таких системах при слабом источнике нейтронов. Интерес к этой задаче обусловлен главным образом необходимостью обоснованных оценок возможного при аварийных ситуациях энерговыделения.

Исследованию флуктуаций энерговыделения в связанных импульсных реакторах при слабом источнике нейтронов и посвящена настоящая работа. Для ясного понимания особенностей стохастических процессов, присущих связанным реакторным системам, в разд. 2 рассмотрена модель флуктуаций энерговыделения в одиночных импульсных реакторах [10], причем основное внимание направлено на выяснение физического смысла используемых понятий и анализ различных предельных случаев. В разд. 3 эта модель обобщена на нейтронно-взаимодействующие системы. Здесь же приведены результаты расчетов вероятностей образования устойчивых цепей делений в реакторной системе типа БАРС-5 со слабым внешним источником делений при различных значениях реакторных характеристик.

2. ФЛУКТУАЦИИ ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЯ В ОДИНОЧНЫХ ИМПУЛЬСНЫХ РЕАКТОРАХ СО СЛАБЫМ ИСТОЧНИКОМ НЕЙТРОНОВ

Рассмотрим импульсную реакторную систему с внешним источником нейтронов. Будем считать, что в момент $t = 0$ начинается перевод системы из глубокоподкритического состояния в надкритическое по мгновенным нейтронам состояние. Спустя некоторое время t_1 в системе появится нейтрон, с которого начнется первая устойчивая цепь делений. В процессе развития импульса делений под действием обратных связей реактор перейдет в подкритическое состояние и энерговыделение прекратится. Определим распределение вероятности энерговыделения за импульс в предположении, что внешний источник нейтронов слабый.

Следуя приближениям работы [10], будем считать, что неограниченные цепи делений в рассматриваемой системе появляются относительно редко, так что время воз-

никновения первой устойчивой цепи делений t_1 гораздо больше времени развития импульса делений. В этом случае, пренебрегая флуктуациями в росте устойчивой цепи делений, можно считать, что энерговыделение за импульс однозначно определяется моментом ее начала. Если $P(Q)dQ$ — вероятность выделения энергии Q , а $P_1(t_1)dt_1$ — вероятность начала первой устойчивой цепи делений в момент t_1 , то

$$P(Q)dQ = P_1(t_1)dt_1; \quad (1)$$

$$P(Q) = P_1(t_1) \frac{dt_1(Q)}{dQ}. \quad (2)$$

Зависимость $t_1(Q)$, либо обратная ей функция $Q(t_1)$, определяется с помощью решения уравнений динамики импульсной реакторной системы с учетом действия обратных связей или другим способом, например, экспериментально.

Плотность вероятности образования первой устойчивой цепи делений в момент t определяется выражением

$$P_1(t) = W_0(t) S(t) \exp\left[-\int_0^t dt_1 W_0(t_1) S(t_1)\right], \quad (3)$$

где $S(t)$ — интенсивность внешнего источника нейтронов; $W_0(t)$ — вероятность нейтрону, появившемуся в момент t , образовать устойчивую цепь делений. Это соотношение использовалось многими авторами для выполнения оценок флуктуаций энерговыделения в различных реакторных системах [11].

Если рассматриваемая система, начиная с некоторого момента времени, становится надкритической и может оставаться в этом состоянии в течение бесконечного времени, то интеграл в правой части (3) бесконечен и $P_1 = 1$. Если же система остается надкритической лишь в течение конечного промежутка времени, то интеграл в правой части (3) конечен и $P_1 < 1$.

Таким образом, задача оценки флуктуаций энерговыделения сведена к нахождению распределения $W_0(t)$ — вероятности нейтрону, рожденному в момент t , вызвать устойчивую цепь делений.

Для определения зависимости $W_0(t)$ от характеристик реакторной системы удобно, следуя [10], ввести в рассмотрение вероятность $W_f(t)$ нейтронам происшедшего в момент t деления вызвать устойчивую цепь делений и воспользоваться причинно-следственными соотношениями, связывающими величины W_0 и W_f . Эти соотношения отражают следующие закономерности:

— если происшедшее в момент t деление не принадлежит к устойчивой цепи делений, то ни один нейтрон, появившийся в результате этого деления, не порождает устойчивой цепи делений;

— если рожденный в момент t нейтрон принадлежит к устойчивой цепи делений, то и нейтроны вызванного им в любой момент времени деления тоже принадлежат к устойчивой цепи делений.

Примем, что в результате деления с вероятностью $\kappa(\mu)$ появляется μ нейтронов. Тогда соотношение между $W_0(t)$ и $W_f(t)$, отражающее первую из причинно-следственных закономерностей, имеет вид

$$1 - W_f(t) = \sum_{\mu=0}^{\infty} \kappa(\mu) [1 - W_0(t)]^{\mu}. \quad (4)$$

В большинстве работ, посвященных исследованию флуктуаций делений в реакторных системах, это соотношение используется в квадратичном приближении [12],

в соответствии с которым выражение под знаком суммы в (4) раскладывается в ряд Тэйлора по величине W_0 с учетом лишь квадратичных членов. В этом приближении

$$W_f(t) = \nu \cdot W_0(t) - \frac{1}{2} \cdot G \cdot \nu^2 \cdot W_0^2(t), \quad (5)$$

где

$$G = \frac{\nu \cdot (\nu - 1)}{\nu^2}, \quad \nu = \sum_{\mu=0}^{\infty} x(\mu) \cdot \mu, \quad \nu \cdot (\nu - 1) = \sum_{\mu=0}^{\infty} x(\mu) \cdot \mu \cdot (\mu - 1).$$

Для большинства делящихся нуклидов $G \approx 0,8$ [10].

Согласно второму причинно-следственному соотношению вероятность рождению в момент времени t нейтрону вызвать устойчивую цепь делений равна сумме возможных произведений вероятности $(1/\nu) \cdot K(t + \tau) \cdot F(\tau) \cdot d\tau$ вызвать деление в течение $d\tau$ в какой-либо последующий момент времени $t + \tau$ и вероятности $W_f(t + \tau)$ нейтронам этого деления вызвать устойчивую цепь делений

$$W_0(t) = \frac{1}{\nu} \int_0^{\infty} d\tau \cdot F(\tau) \cdot K(t + \tau) \cdot W_f(t + \tau) = \frac{1}{\nu} \int_t^{\infty} dt_1 \cdot F(t_1 - t) \cdot K(t_1) \cdot W_f(t_1). \quad (6)$$

Здесь $K(t)$ — эффективный коэффициент размножения нейтронов в реакторе в момент времени t ; $F(\tau)$ — нормированное на единицу временное распределение вторичных делений при условии, что первичное деление произошло в момент $\tau = 0$ (при этом предполагается, что возможные изменения в системе, происшедшие за характерно значимые времена τ , настолько малы, что обусловленное ими возмущение $F(\tau)$ несущественно).

С помощью подстановки (5) в (6) получим интегральное уравнение для определения $W_0(t)$ в квадратичном приближении

$$W_0(t) = \frac{1}{\nu} \int_t^{\infty} dt_1 \cdot F(t_1 - t) \cdot K(t_1) \left[\nu \cdot W_0(t_1) - \frac{1}{2} \cdot G \cdot \nu^2 \cdot W_0^2(t_1) \right]. \quad (7)$$

Выражения (3), (7) составляют основу для изучения флуктуаций энерговыделения в реакторных системах.

Интересная особенность уравнения (7) заключается в том, что значение $W_0(t)$ определяется не предысторией системы относительно момента t , а ее будущим. Причина этого парадокса заключается в том, что мы рассматриваем величину $W_0(t)$ — вероятность зарождения устойчивой цепи делений, а система в момент t еще «не знает сама», какая из цепей является устойчивой. Такое рассмотрение несколько искусственно и не определяет реальных «микрохарактеристик» стохастического размножения нейтронов в реакторе, однако правильно передает «интегральные» характеристики этого процесса для ансамбля возможных конкретных реальных сценариев развития системы.

Дальнейшее упрощение (7) связано с конкретизацией временного распределения вторичных делений $F(\tau)$. Оказывается, что для одноточечного реактора со средним временем жизни нейтронов Λ не требуется детализация структуры функции $F(\tau)$, чтобы определить зависимость $W_0(t)$ и $P_1(t)$ от реакторных характеристик. Считая $F(\tau)$ — резкозатухающей функцией по сравнению с характерными временами изменения $K(t)$, $W_f(t)$, разложим в (7) произведение $K(t) \cdot W_f(t)$ в ряд Тэйлора по переменной $\tau = t_1 - t$, ограничимся лишь линейными по τ членами разложения и в полученном выражении пренебрежем членами, пропорциональными высшим степеням W_0 . В результате этих преобразований получим

$$\Lambda \cdot \dot{W}_0(t) = - \frac{\Delta K(t)}{K(t)} W_0(t) + \frac{1}{2} \cdot G \cdot \nu \cdot W_0^2(t), \quad (8)$$

где

$$\Lambda = \int_0^{\infty} d\tau \cdot F(\tau) \tau \quad (9)$$

— среднее время жизни нейтронов, а $\Delta K(t) = K(t) - 1$ — надкритичность реактора.

Дальнейшее упрощение уравнения для нахождения $W_0(t)$ связано с возможностью пренебрежения в (8) членом с производной $\dot{W}_0(t)$. Из вывода уравнения (8) ясно, что если функция $F(\tau)$ достаточно резкая, то выполняется предельное равенство

$$K(t) \Lambda \cdot \dot{W}_0(t) \ll W_0(t), \quad (10)$$

уравнение (8) принимает простой вид

$$0 = -\frac{\Delta K(t)}{K(t)} W_0(t) + \frac{1}{2} G \cdot \nu \cdot W_0^2(t) \quad (11)$$

и имеет соответственно простое решение

$$W_0(t) = \begin{cases} \frac{\Delta K(t)}{K(t)} \cdot \frac{2}{G \cdot \nu}, & \Delta K(t) \geq 0, \\ 0, & \Delta K(t) < 0. \end{cases} \quad (12)$$

Подставляя (12) в (10), находим условие применимости уравнения (11)

$$\frac{\Lambda \cdot \dot{W}_0(t)}{W_0(t)} K(t) \approx \frac{\Lambda \cdot \Delta \dot{K}(t)}{\Delta K(t)} = \frac{\Lambda}{\theta} \ll 1, \quad (13)$$

где

$$\theta = \frac{\Delta K(t)}{\Delta \dot{K}(t)} \quad (14)$$

— характерное время изменения надкритичности реактора.

Рассмотрим несколько примеров.

1. Для быстрого импульсного реактора с металлической активной зоной в нормальном режиме работы, а также в мыслимых аварийных ситуациях, не связанных с применением взрывчатых веществ, $\Delta \dot{K}(t) \leq 10 \text{ с}^{-1}$, $\Delta K(t) \geq 10^{-3}$, $\theta \geq 10^{-4} \text{ с}$. Поскольку времена генерации в таких системах $\Lambda \sim 10^{-8} \text{ с}$, то $\Lambda/\theta \sim 10^{-4} \ll 1$ и приближение (11) выполняется с хорошей точностью.

2. Для импульсного реактора с растворной активной зоной $\Lambda \sim 10^{-5} \text{ с}$, $\Delta \dot{K}(t) \leq 1 \text{ с}^{-1}$, $\Delta K(t) \geq 10^{-2}$, $\theta \geq 10^{-2} \text{ с}$, $\Lambda/\theta \sim 10^{-3} \ll 1$.

3. Для ядерного устройства из металлического делящегося материала, ввод надкритичности в котором происходит под действием взрывчатых веществ, $\Lambda \sim 10^{-8}$, $\theta \sim 10^{-5} \text{ с}$ и $\Lambda/\theta \sim 10^{-3} \ll 1$.

Из этих примеров следует, что квазистатическое приближение (11) — достаточно хорошее практически для всех реальных реакторных систем с мыслимыми скоростями ввода реактивности.

Рассмотрим теперь, в каких случаях важен учет флуктуаций в моменте установления устойчивой цепи делений. Характерное время изменения числа делений в надкритической системе определяется величиной обратной максимальной постоянной разгона $\lambda_{\text{max}}^{-1} \sim \Lambda/\Delta K$. Поэтому флуктуациями во времени установления устойчивой цепи делений можно пренебречь, если среднее время установления первой устойчивой цепи деления $\langle t_1 \rangle$, равное согласно (3)

$$\langle t_1 \rangle = \int_0^{\infty} dt \cdot t \cdot W_0(t) S(t) \exp\left[-\int_0^t dt_1 \cdot W_0(t_1) S(t_1)\right], \quad (15)$$

существенно меньше этой величины. С учетом (15) имеем

$$\langle t_1 \rangle \sim \frac{1}{W_0 \cdot S} \sim \frac{G \cdot \nu}{2} \frac{K}{\Delta K \cdot S} \ll \lambda_{\max}^{-1} \sim \frac{\Lambda}{\Delta K}, \quad (16)$$

откуда следует условие на мощность независимого источника нейтронов в системе

$$S \cdot \Lambda \gg \frac{G \cdot \nu}{2} K \approx 1. \quad (17)$$

Поскольку относительное среднеквадратичное отклонение величины t_1 от своего среднего значения $\langle t_1 \rangle$ достаточно велико

$$\sigma = \frac{\langle t_1^2 \rangle - \langle t_1 \rangle^2}{\langle t_1 \rangle^2} = 1; \quad (18)$$

$$\langle t_1^2 \rangle = \int dt \cdot t^2 \cdot P_1(t) \sim \frac{2}{(W_0 \cdot S)^2},$$

то для надежного исключения флуктуаций условие (16) должно быть усилено введением перед $\langle t_1 \rangle$ коэффициента γ , величина которого не должна быть меньше ~ 4 ($t_1 \leq \langle t_1 \rangle \cdot (1 + 3 \cdot \sigma)$),

$$\gamma \cdot \langle t_1 \rangle \ll \lambda_{\max}^{-1}. \quad (19)$$

В этом случае предельное неравенство (17) примет вид

$$S \cdot \Lambda \gg \gamma \frac{G \cdot \nu}{2} K \approx 4. \quad (20)$$

Подстановка (12) в (3) дает приближенное выражение для $P_1(t)$

$$P_1(t) = \begin{cases} \frac{2}{G \cdot \nu} \frac{\Delta K(t) S(t)}{K(t)} \exp\left[-\int_0^t dt \frac{2}{G \cdot \nu} \frac{\Delta K(t) S(t)}{K(t)}\right], & \Delta K(t) \geq 0; \\ 0, & \Delta K(t) < 0. \end{cases} \quad (21)$$

Конкретный вид этого распределения $P_1(t)$ зависит от закона ввода надкритичности. Он легко может быть найден с использованием формулы (21) и здесь обсуждаться не будет.

Рассмотрим применение найденных соотношений к анализу флуктуаций энерговыделения в реакторе с отражателем. Основное отличие такой системы от одноточечного реактора состоит в том, что функция $F(\tau)$ содержит не менее двух характерных времен спада интенсивностей вторичных делений. Поэтому выражение для ядра интегрального уравнения (7) представимо в виде

$$F(\tau) = F_1(\tau) K_1(t + \tau) + F_{11}(\tau) K_{11}(t + \tau), \quad (22)$$

где $K_1(t)$ — эффективный коэффициент размножения активного ядра; $K_{11}(t)$ — коэффициент связи активного ядра самого с собой через отражатель [5, 6]; $F_1(\tau)$, $F_{11}(\tau)$ — нормированные на единицу временные распределения вторичных делений для нейтронов, не побывавших в отражателе, и соответственно нейтронов, испытавших в отражателе хотя бы одно рассеяние.

С учетом реальных значений θ можно утверждать, что практически для любых мыслимых отражателей выполняется предельное неравенство, аналогичное (13),

$$\Lambda = \int_0^\infty d\tau \cdot \tau [F_1(\tau) \cdot K_1 + F_{11}(\tau) K_{11}] \ll \theta \sim \frac{\Delta K}{\Delta K} \quad (23)$$

и, следовательно, для реакторов с отражателями применимо приближение (11).

Критерий сильного источника нейтронов для реактора с отражателем имеет вид (19), в котором $\lambda_{\max}$ соответствует максимальному корню соответствующего уравнения «обратных часов». Ясно, что величина $\lambda_{\max}$ меньше для реактора с отражателем, имеющего большее время жизни нейтронов.

Из приведенных выше рассуждений следует, что наличие отражателя в реакторной системе как бы увеличивает эффективность внешнего источника нейтронов по сравнению с аналогичной системой без отражателя, уменьшая роль флуктуаций и соответственно делая ее «более предсказуемой». Увеличение «эффективности» источника нейтронов равно отношению постоянных разгона для реактора с отражателем и без него $\lambda_{\max} / \lambda_{\max}^{\text{отр}}$.

3. ФЛУКТУАЦИИ ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЯ В СВЯЗАННЫХ ИМПУЛЬСНЫХ РЕАКТОРАХ СО СЛАБЫМ ИСТОЧНИКОМ НЕЙТРОНОВ

Рассмотрим систему из N связанных реакторов. Пусть $W_i(t)$ и $W_{fi}(t)$ — соответственно вероятности нейтрону, рожденному в момент t , и нейтронам деления, происшедшего в момент t , в i -реакторе вызвать устойчивую цепь делений в связанной системе. Тогда, считая эти события независимыми, можем заключить, что вероятность $W_0(S, t)$ нейтронам независимых источников $S_i(t)$ в i -реакторах вызвать устойчивую цепь делений есть

$$W_0(S, t) = \sum_{i=1}^N W_i(t) \cdot S_i(t). \quad (24)$$

Плотность вероятности $P_1(t)$ появления в системе первой устойчивой цепи делений в момент t согласно (3) определяется соотношением

$$P_1(t) = W_0(S, t) \cdot \exp\left[-\int_0^t dt_1 W_0(S, t_1)\right]. \quad (25)$$

Величины $W_i(t)$ и $W_{fi}(t)$ в i -реакторах связаны между собой причинно-следственными соотношениями, как и в случае одноточечного реактора. В квадратичном приближении имеем согласно первому условию для i -реактора следующее соотношение:

$$W_{fi}(t) = \nu_i \cdot W_i(t) - \frac{1}{2} \cdot C_i \cdot \nu_i^2 W_i^2(t); \quad (26)$$

$$i = 1, \dots, N.$$

Смысл этого соотношения: если в результате деления в i -реакторе в момент t не началась устойчивая цепь делений, то и ни один из вторичных нейтронов этого деления не начнет устойчивую цепь делений.

Смысл второго соотношения: если нейтрон, родившийся в момент t в i -реакторе, начинает устойчивую цепь делений, то все вторичные нейтроны, появившиеся в результате вызванного им деления, также вызывают устойчивую цепь делений. Однако вторичные деления могут произойти в любом из реакторов, в том числе и с помощью отраженных нейтронов, т.е. имеются три канала появления вторичных делений, обусловленных:

- нейтронами, не покидающими i -реактор и вызывающими в нем деления;
- нейтронами, покидающими i -реактор, но возвращающимися после столкновений (рассеяний) в окружающем веществе и вызывающими в нем деления;
- нейтронами, покидающими i -реактор и вызывающими деления в j -реакторе ($j \neq i$).

Согласно сделанным замечаниям можем записать

$$W_i(t) = \frac{1}{v_i} \cdot \int_0^{\infty} d\tau F_i(\tau) K_i(t+\tau) W_{fi}(t+\tau) + \\ + \frac{1}{v_i} \cdot \int_0^{\infty} d\tau F_{ii}(\tau) K_{ii}(t+\tau) W_{fi}(t+\tau) + \frac{1}{v_i} \cdot \int_0^{\infty} d\tau \sum_{j \neq i} F_{ji}(\tau) K_{ji}(t+\tau) W_{fj}(t+\tau); \\ i = 1, \dots, N,$$

где K_{ji} — коэффициент связи j - и i -реакторов (число делений в j -реакторе, обусловленных одним делением в i -реакторе).

Подставляя (26) в это уравнение, получаем систему уравнений относительно $W_i(t)$

$$W_i(t) = \frac{1}{v_i} \cdot \int_0^{\infty} d\tau F_i(\tau) K_i(t+\tau) \left[v_i \cdot W_i(t+\tau) - \frac{1}{2} \cdot G_i \cdot v_i^2 W_i^2(t+\tau) \right] + \\ + \frac{1}{v_i} \cdot \int_0^{\infty} d\tau \sum_{j=1}^N F_{ji}(\tau) K_{ji}(t+\tau) \left[v_j \cdot W_j(t+\tau) - \frac{1}{2} \cdot G_j \cdot v_j^2 W_j^2(t+\tau) \right]; \quad (27) \\ i = 1, \dots, N.$$

Решение уравнения (27) возможно лишь при конкретизации вида функций $F_i(\tau)$, $F_{ji}(\tau)$, т.е. конкретизации системы.

Как было выяснено в разделе 2, практически для всех реальных систем применимо квазистатическое приближение, согласно которому в уравнении (27) временные функции $F_i(\tau)$, $F_{ji}(\tau)$, резко затухающие по сравнению с процессами изменения реактивности, можно приближенно считать δ -функциями. В этом приближении из (27) после несложных преобразований получим

$$\Delta K_i(t) \cdot v_i W_i(t) + \sum_{j=1}^N K_{ji} \cdot v_i \cdot W_j(t) = \frac{1}{2} \cdot \sum_{j=1}^N (K_i \cdot \delta_{ij} + K_{ji}) \cdot G_j \cdot v_j^2 \cdot W_j^2(t); \\ i = 1, \dots, N, \quad (28)$$

где $\Delta K_i(t) = K_i(t) - 1$ — надкритичность i -реактора; δ_{ij} — символ Кронекера.

Система уравнений (28) является аналогом уравнения (11). Она позволяет для связанной реакторной системы с параметрами связи K_{ji} для любого ее состояния, определенного надкритичностями реакторов ΔK_j , рассчитать вероятности инициирования устойчивых цепей делений в каждом из реакторов $W_i(t)$, необходимые для определения распределения (25).

Рассмотрим теперь систему типа БАРС-5, состоящую из двух примерно равноценных реакторов, в каждом из которых задан независимый источник нейтронов S_i , $i = 1, 2$. Исследуем зависимость вероятности образования устойчивой цепи делений в такой системе $W_0(S, t)$ (24) от надкритичности системы ΔK для различных параметров связи K_{ij} и различных распределений в системе надкритичностей реакторов (т.е. ΔK_1 и ΔK_2 при фиксированном ΔK) и независимых источников нейтронов (т.е. S_1 и S_2 при фиксированном $S = S_1 + S_2 = 1$).

Система уравнений для определения искомых величин имеет в предположении одинаковых v_i следующий вид:

$$\Delta K_1' \cdot W_1 + K_{21} \cdot W_2 = \frac{1}{2} G \cdot v \cdot (K_1' \cdot W_1^2 + K_{21} \cdot W_2^2);$$

$$\Delta K_2^r \cdot W_2 + K_{12} \cdot W_1 = \frac{1}{2} G \cdot \nu \cdot (K_2^r \cdot W_2^2 + K_{12} \cdot W_1^2); \quad (29)$$

$$(\Delta K_1^r - \Delta K) \cdot (\Delta K_2^r - \Delta K) - K_{12} \cdot K_{21} = 0; \quad (30)$$

$$W_0(S) = W_1 \cdot S_1 + W_2 \cdot S_2; \quad (31)$$

$$K_i^r = K_i + K_{ii}, \quad \Delta K_i^r = \Delta K_i + K_{ii}, \quad i = 1, 2.$$

Отметим, что для системы (29)–(31) характерна неоднозначность решения, заключающаяся в том, что одному значению ΔK (состояние системы) могут соответствовать различные наборы пар ΔK_1 и ΔK_2 (состояний, составляющих систему реакторов) и соответственно различные пары решений W_1, W_2 . В соответствии с этим удобно ввести еще один параметр

$$M_0 = \frac{W_2}{W_1}, \quad (32)$$

согласно которому для данного ΔK из всех исходных данных (ΔK_i) и возможных пар решений (W_i) выбираются лишь удовлетворяющие соотношению (32). Физический смысл величины M_0 ясен из уравнений (29) при предельном переходе, соответствующем приближению системы к состоянию критичности ($\Delta K \rightarrow 0$) при фиксированном отношении W_2/W_1 . В этом случае в рассматриваемом квазистатистическом приближении величины $W_1, W_2 \rightarrow 0$, однако их отношение остается постоянным и равным

$$M_0 = \frac{W_2}{W_1} = -\frac{\Delta K_{10}^r}{K_{21}} = -\frac{K_{12}}{\Delta K_{20}^r} = \frac{g_{20}^+}{g_{10}^+}, \quad (33)$$

где g_{10}^+ — ценность нейтронов делений в i -реакторе, находящемся в составе критической связанной реакторной системы [5, 6]. Предельный переход позволяет в уравнении (29) пренебречь правыми частями, что дает возможность определить величину M_0 через реакторные характеристики, вернее, установить соответствие данной величины M_0 вполне определенному состоянию критичности системы (аналогично тому, как это было сделано в [6, 13] для отношения интенсивностей делений в критической системе)

$$\Delta K_{10}^r = -K_{21} \cdot M_0, \quad \Delta K_{20}^r = -K_{12} \cdot M_0^{-1}. \quad (34)$$

Подставим в (29) надкритичности реакторов в виде

$$\Delta K_i^r = \delta K_i + \Delta K_{i0}^r, \quad i = 1, 2, \quad (35)$$

где δK_i — возмущения надкритичностей i -реакторов от состояний с ΔK_{i0}^r (надкритичность i -реактора с учетом отраженных нейтронов в состоянии критичности связанной системы с отношением интенсивностей делений $L_0 = -\Delta K_{10}^r/K_{12}$) такие, что отношение вероятностей W_i постоянно и равно $M_0 = W_2/W_1$. Найдем

$$W_1 = \frac{2 \cdot \delta K_1}{G \cdot \nu \cdot (K_1^r + K_{21} \cdot M_0^2)}; \quad (36)$$

$$W_2 = M_0 \cdot W_1;$$

$$\delta K_2 = \frac{1}{2} \cdot G \cdot \nu \cdot (K_2^r + K_{12} \cdot M_0^{-2}) \cdot M_0 \cdot W_1;$$

$$K_i = 1 + \Delta K_{i0}^r + \delta K_i, \quad i = 1, 2.$$

Отметим, что согласно (36) для умеренных значений $K_{12}, K_{21} \leq 10^{-2}$ и $0,1 \leq M_0 \leq 10$, при которых выполняются неравенства

$$K_{12} \cdot M_0^{-2} \ll 1, \quad K_{21} \cdot M_0^2 \ll 1,$$

что и реализуется обычно на практике для примерно равноценных связанных реакторов, отношение возмущений надкритичностей реакторов приближенно равно

$$\frac{\delta K_2}{\delta K_1} = \frac{K_2^r + K_{12} \cdot M_0^{-2}}{K_1^r + K_{21} \cdot M_0^2} \cdot M_0 \approx M_0.$$

С учетом полученных соотношений из (31), (32) следует

$$\Delta K = a + (a^2 + b)^{1/2}; \quad (37)$$

$$a = \frac{1}{2} (\delta K_1 + \delta K_2 - K_{21} \cdot M_0 - K_{12} \cdot M_0^{-1});$$

$$b = \delta K_1 \cdot K_{12} \cdot M_0^{-1} + \delta K_2 \cdot K_{21} \cdot M_0 - \delta K_1 \cdot \delta K_2;$$

$$W_0 = W_1 \cdot \frac{1 + M_0 \cdot S_2/S_1}{1 + S_2/S_1}. \quad (38)$$

В (38) предполагается, что $S_1 + S_2 = 1$.

Соотношения (36) — (38) составляют основу для исследования зависимости W_0 от параметров связи, надкритичностей реакторов и независимых источников.

Рассмотрим сначала предельные случаи.

1. Пусть реакторы равноценны во всех отношениях (кроме независимых источников), т.е. $K_{12} = K_{21}$, $M_0 = 1$, тогда

$$\delta K_1 = \delta K_2 = \Delta K;$$

$$W_0 = W_1 = W_2 = \frac{2 \cdot \delta K_1}{G \cdot \nu \cdot (K_1^r + K_{21})} = \frac{2 \cdot \Delta K}{G \cdot \nu \cdot K} = W_0^{\text{од.р}},$$

где $W_0^{\text{од.р}}$ — вероятность установления устойчивой цепи делений в аналогичном одиночном реакторе с $S = 1$.

Следовательно, для системы, состоящей из двух примерно равноценных связанных реакторов, вероятность инициирования устойчивой цепи делений примерно такая же, как в аналогичном одиночном реакторе, независимо от распределения независимого источника нейтронов между компонентами системы.

2. Пусть реакторы примерно равноценны, но ввод реактивности происходит лишь в первом реакторе, т.е. $K_{12} = K_{21} \cdot M_0 \ll 1$, тогда

$$\delta K_2 \ll \delta K_1 \approx \Delta K;$$

$$W_2 \ll W_1 \approx \frac{2 \cdot \Delta K}{G \cdot \nu \cdot K} = W_0^{\text{од.р}};$$

$$W_0 \approx W_1 \cdot \frac{1 + M_0 \cdot S_2/S_1}{1 + S_2/S_1}.$$

Если независимый источник нейтронов распределен в системе равномерно, т.е. примерно поровну между компонентами, то $M_0 \cdot S_2/S_1 \ll 1$ и

$$W_0 = \frac{W_1}{1 + S_2/S_1} \approx \frac{W_0^{\text{од.р}}}{1 + S_2/S_1} < W_0^{\text{од.р}}.$$

Если $S_2/S_1 \gg 1$, но при этом $M_0 \cdot S_2/S_1 \ll 1$, то $W_0 \ll W_0^{\text{од.р.}}$.

Следовательно, в связанной реакторной системе с распределенным независимым источником нейтронов и одной «ведущей» активной зоной вероятность инициирования устойчивой цепи делений в системе уменьшается примерно пропорционально доле внешнего нейтронного источника в ведущей зоне и соответственно увеличивается время нахождения системы в надкритическом состоянии. Если «ведущим» в системе оказывается реактор со слабым внешним источником нейтронов, то это приводит к значительному уменьшению вероятности образования устойчивой цепи делений и соответственно значительному увеличению времени нахождения системы в надкритическом состоянии.

С использованием формул (12), (36)—(38) были выполнены расчеты величин $W_0^{\text{од.р.}}$ и $W_0(S)$ — соответственно, вероятностей установления устойчивых цепей делений в одиночном реакторе и в системе из двух примерно равноценных связанных реакторов типа БАРС-5 при $S = 1$ от надкритичности ΔK . Для связанной системы расчеты выполнялись при следующих значениях параметров K_{12} , K_{21}/K_{12} , M_0 , S_2/S_1 (при $S_1 + S_2 = 1$):

$$K_{12} = 7 \cdot 10^{-3}, \quad 7 \cdot 10^{-5};$$

$$\frac{K_{21}}{K_{12}} = 0,35, 1, 3,5;$$

$$M_0 = 0,35, 1, 3,5;$$

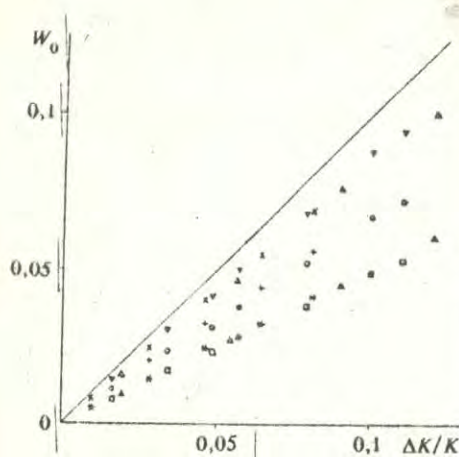
$$\frac{S_2}{S_1} = 0,35, 1, 3,5.$$

Расчеты выполнены при значениях $G = 0,8$; $\nu = 2,5$.

Отметим, что значение $K_{12} = 7 \cdot 10^{-3}$ соответствует сильносвязанной (по терминологии [5, 6, 13]), а $K_{12} = 7 \cdot 10^{-5}$ соответствует слабосвязанной системе.

Анализ результатов расчетов показал, что практически для всех вариантов расчетов, кроме вариантов с $M_0 = 1$, значения W_0 и $W_0^{\text{од.р.}}$ не совпадают, причем при рассмотренных значениях параметров их отношение лежит в области

$$\sim 0,3 \leq \frac{W_0}{W_0^{\text{од.р.}}} \leq 1.$$



K_{21}/K_{12}	M_0	S_2/S_1	Обозначение
1	0,35	0,35	×
1	0,35	1	+
1	0,35	3,5	•
1	3,5	0,35	□
1	3,5	1	○
1	3,5	3,5	▽
0,35	3,5	0,35	■
0,35	3,5	1	●
0,35	3,5	3,5	▼
0,35	0,35	0,35	△
0,35	0,35	3,5	▲

Зависимости вероятностей $W_0^{\text{од.р.}}$ (сплошная линия) и $W_0(S)$ (точки) от надкритичности при $K_{12} = 7 \cdot 10^{-3}$, $S = 1$ и различных значениях параметров K_{21}/K_{12} , M_0 , S_2/S_1 .

Некоторые из расчетных данных представлены на рисунке.

Таким образом, выполненные оценки показали, что «эффективность» внешнего источника нейтронов в связанной реакторной системе при заданной надкритичности может принимать широкий спектр значений при варьировании ее характеристик, оставаясь всегда меньше этой величины для аналогичного одноточечного реактора. Следовательно, для обеспечения безопасности каждая из компонент связанной реакторной системы должна иметь свой сильный независимый источник нейтронов.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрены особенности установления устойчивых цепей делений в связанных импульсных реакторах со слабым внешним источником нейтронов. Показано, что для одиночного реактора и связанной реакторной системы с одинаковыми надкритичностью и суммарным внешним источником нейтронов вероятности появления устойчивых цепей делений в общем случае различаются, причем величина указанной вероятности для связанной системы всегда меньше, а величина этого различия определяется характеристиками системы. Следовательно, для обеспечения безопасности каждая из компонент связанной реакторной системы должна иметь свой сильный независимый источник нейтронов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Колесов В.Ф., Малинкин А.А. Кинетика двухсекционного бустер-реактора с асимметричной нейтронной связью между секциями. — ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 1991, вып. 4, с. 10—23.
2. Snopkov A.A., Gorin N.V., Gornovoi G.A. et al. Two-Core Fast Pulse Reactor «Бавс-5». Proceedings of Topical Meeting on Physics, Safety, and Applications of Pulse Reactors. Washington, November 13—17, 1994, p. 300—315.
3. Дьяченко П.П., Зродников А.В., Пулко В.Я. и др. Лазеры с ядерной накачкой в проблеме создания гибридного ядерно-термоядерного реактора. — В сб.: Физика ядерно-возбуждаемой плазмы и проблемы лазеров с ядерной накачкой. Вторая международная конференция ЛЯН-94, 26—30 сентября 1994, г. Арзамас-16.
4. Колесов В.Ф., Петров Ю.В., Штарев С.К. Кинетика системы связанных импульсных реакторов. — Атомная энергия, 1975, т. 39, вып. 6, с. 392.
5. Лукин А.В. О кинетике двух сильносвязанных реакторов. — Там же, 1983, т. 54, вып. 2, с. 125—127.
6. Lukin A.V. The Theory of Strongly Coupled Reactors. Proceedings of Topical Meeting on Physics, Safety, and Applications of Pulse Reactors. Washington, November 13—17, 1994, p. 330—337.
7. Thayer G.R., Miley G.H., Jones B.G. An Experimental Study of Two Coupled Reactors. — Nucl. Technology, 1975, vol. 25, № 1, p. 56—67.
8. Кувшинов М.И., Чередник П.Ф., Игнатов И.И. и др. Экспериментальные исследования связанных систем, содержащих импульсный реактор БИР и подкритическую сборку. — ВАНТ. Сер. Импульсные реакторы и простые критические сборки, 1988, вып. 2(2), с. 3—15.
9. Magda E.P. Experimental Investigation into the Kinetics of Two Coupled Pulse Reactors. Proceedings of Topical Meeting on Physics, Safety, and Applications of Pulse Reactors. Washington, November 13—17, 1994, p. 316—329.
10. Hansen G.E. Assembly of Fissionable Material in the Presence of a Weak Neutron Source. — Nucl. Sci. Eng., 1960, vol. 8, p. 709—719.
11. Колесов В.Ф. Импульсные самогасящиеся реакторы и методы их расчета. — В кн.: Динамика ядерных реакторов. Под ред. Я.В. Шевелева. — М.: Энергоатомиздат, 1990.
12. Волков Ю.В. Стохастическая кинетика реактора со слабым источником и ядерная безопасность. — Атомная энергия, 1992, т. 72, вып. 1, с. 13—18.
13. Лукин А.В. О параметрах импульсов делений в связанных реакторах. — ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 1990, вып. 4, с. 3—13.

ПРОСТРАНСТВЕННО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ ПОЛЕ НЕЙТРОНОВ ОТ ЦЕНТРАЛЬНОГО ИСТОЧНИКА В ПОМЕЩЕНИИ С БЕТОННЫМИ СТЕНАМИ

В.Х. Хоружий,

Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики,
607200, Арзамас-16

Приводятся данные по отражающим свойствам плоских бетонных стен. Рассчитаны пространственно-энергетические характеристики многократно отраженных нейтронов в сферическом помещении с бетонными стенами, радиус которого больше или порядка 100 см.

SPACE-ENERGETIC FIELD OF NEUTRONS FROM A CENTRAL SOURCE IN THE CONCRETE-WALLED ROOM. V.Kh. KHORUZHYY. Data on reflecting properties of flat concrete walls have been presented. Space-energetic characteristics of multiple-reflected neutrons in the spherical concrete-walled room the radius of which is more or about 100 cm have been calculated.

ВВЕДЕНИЕ

Вклад отраженного излучения необходимо учитывать во многих физических приложениях. Соответствующие задачи расчета однократно отраженных нейтронов решались как с помощью уравнения переноса, так и с помощью метода Монте-Карло [1, 2]. В случае плоских или сферических отражателей очень эффективными являются методы инвариантного погружения и сложения [3]. Они использовались, в частности, для расчета спектрально-временных характеристик многократно отраженных нейтронов в месте расположения источника излучения, что необходимо для учета весьма заметного их влияния [4] на кинетику быстрых импульсных реакторов. В настоящей работе обсуждаются вопросы подготовки многогрупповых констант для расчета характеристик отраженных нейтронов.

Приводятся данные по отражающим свойствам плоских бетонных стен. Рассчитаны пространственно-энергетические характеристики многократно отраженных нейтронов в сферическом помещении с бетонными стенами, радиус которого больше или порядка 100 см.

ОТРАЖАЮЩИЕ СВОЙСТВА ПЛОСКИХ БЕТОННЫХ СТЕН

Принималось, что материалом стен является обычный бетон на известковом щебне [5]. Ядерные концентрации основных элементов бетона приведены в табл. 1.

Т а б л и ц а 1. Состав обычного бетона

Элемент	H	C	O	Si	Ca
Концентрация, 10^{24} ядер/см ³	0,0058	0,0066	0,0429	0,0080	0,0095

Однократно рассеивающие свойства среды в групповом подходе описываются с помощью среднегрупповых сечений σ^j и индикатрис $W^j(\mu_0)$, где μ_0 — косинус угла рассеяния в лабораторной системе координат. Довольно сложным является вопрос о подготовке этих констант при расчете альbedo [1]. Если воспользоваться для целей усреднения «стандартным» спектром $F(E_0)$, то

$$\sigma^i = \int_{E_{\mu_1}}^{E_i} dE_0 \sigma(E_0) F(E_0) / \int_{E_{\mu_1}}^{E_i} dE_0 F(E_0); \quad (1)$$

$$W^{ij}(\mu_0) = \int_{E_{\mu_1}}^{E_i} dE \int_{E_{\mu_1}}^E dE_0 W(E \leftarrow E_0, \mu_0) / \int_{E_{\mu_1}}^E dE_0 F(E_0).$$

Здесь E_0 , E — соответственно энергии налетающего и рассеянного нейтронов; $\sigma(E_0)$ — сечение рассеяния или другого какого-либо процесса; $W(E \leftarrow E_0, \mu_0)$ — индикатриса рассеяния (все величины в лабораторной системе координат).

В уравнениях инвариантного погружения [3] однократно рассеивающие свойства среды задаются с помощью сечений σ^i и функций

$$p^{ij}(\mu, \mu') = \int_0^{2\pi} d\varphi W^{ij}[\mu_0(\varphi)]; \quad (2)$$

$$\mu_0(\varphi) = \sqrt{(1 - \mu^2)(1 - \mu'^2)} \cos \varphi + \mu\mu'.$$

Для представления угловой зависимости индикатрисы рассеяния часто используется разложение по полиномам Лежандра

$$W^{ij}(\mu_0) = \sum_{l=0}^L \frac{2l+1}{4\pi} \omega_l^{ij} P_l(\mu_0). \quad (3)$$

При этом из выражения (2) следует

$$p^{ij}(\mu, \mu') = \sum_{l=0}^L \frac{2l+1}{2} \omega_l^{ij} P_l(\mu) P_l(\mu'). \quad (4)$$

Такой способ задания констант среды используется, например, в системе констант БНАБ-78 [6]. Однако при сильно анизотропном рассеянии, в частности, на водороде, где индикатриса рассеяния отлична от нуля только при $\mu_0 > 0$, P_L -приближения для индикатрисы оказываются неудовлетворительными. Они приводят к нефизическим отрицательным значениям индикатрисы для некоторых значений μ_0 и, как следствие, к отрицательным значениям дифференциальных альбедо при некоторых углах. Этот факт отмечался еще в работе [1].

В этих случаях целесообразно не прибегать к разложениям (3), (4), а использовать индикатрисы $W^{ij}(\mu_0)$, рассчитанные на сетке точек по μ_0 , а для расчета $p^{ij}(\mu, \mu')$ применять непосредственно выражение (2).

Индикатриса упругого рассеяния на водороде в лабораторной системе координат имеет следующий вид:

$$W_H(E \leftarrow E_0, \mu_0) = \frac{2\mu_0}{\pi} \sigma_e(E_0) f(E_0, 2\mu_0^2 - 1) \delta(E - E_0\mu_0^2). \quad (5)$$

Здесь $\sigma_e(E_0)$ — сечение упругого рассеяния; $f(E_0, \nu_0)$ — функция углового распределения в системе центра масс, нормированная условием

$$\int_{-1}^1 d\nu_0 f(E_0, \nu_0) = 1,$$

где $\nu_0 = 2\mu_0^2 - 1$ — косинус угла рассеяния в системе центра масс. Подстановкой выражения (5) в выражение (1) можно получить $W_H^{ij}(\mu_0)$. Анализ этих выражений показывает, что

$$W_H^{ij}(\mu_0) = \frac{2\mu_0}{\pi} \int_{\alpha_H^{ij}}^{\beta_H^{ij}} dE_0 \sigma_e(E_0) f(E_0, 2\mu_0^2 - 1) F(E_0) / \int_{E_{j+1}}^{E_j} dE_0 F(E_0); \quad (6)$$

$$\alpha_H^{ij} = \max \left(\frac{E_{i+1}}{\mu_0^2}, E_{j+1} \right), \beta_H^{ij} = \min \left(\frac{E_i}{\mu_0^2}, E_j \right);$$

$$\sqrt{\frac{E_{i+1}}{E_j}} \leq \mu_0 \leq \min \left(\sqrt{\frac{E_i}{E_{j+1}}}, 1 \right), i \geq j.$$

С помощью этого выражения вычислялись групповые индикатрисы водорода. В качестве $\sigma_e(E_0)$, $f(E_0, \nu_0)$ использовались данные библиотеки ENDL-78 [7]. В качестве «стандартного» спектра $F(E_0)$ использовались спектр деления ^{235}U при $E_0 > 1,4$ МэВ, спектр замедления E_0^{-1} при $0,215 \text{ эВ} < E_0 < 1,4$ МэВ и спектр Максвелла при $E_0 < 0,215$ эВ. Для углерода, кислорода, кремния, кадмия в качестве исходных использовались неблокированные нейтронные константы БНАБ-78 [6], индикатрисы которых были проверены на положительность и в отдельных случаях подправлены.

Константы с числом групп, меньшим чем 26, получались свертыванием подправленных констант БНАБ-78

$$\sigma^i = \sum_{g \in G_i} \sigma^g F^g / \sum_{g \in G_i} F^g; \quad (7)$$

$$W_H^{ij}(\mu_0) = \sum_{g \in G_i} \sum_{h \in G_j} W^{gh}(\mu_0) F^h / \sum_{h \in G_j} F^h.$$

Здесь $F^g = \int_{E_{g+1}}^{E_g} dE_0 F(E_0)$, а суммирование проводится по тем исходным группам, которые

объединяются в одну новую группу. Расчеты отражающих свойств плоских бетонных стен проводились в 10-групповом приближении по энергии нейтронов.

В табл. 2 приведены границы энергетических интервалов, среднегрупповые скорости ν_i , спектр нейтронов деления χ^i и полученные путем расчета некоторые отражающие свойства плоских бетонных стен.

$a^i(\theta_0)$ — интегральное токовое альbedo для нейтронов группы i , направление падения которых составляет угол $\theta_0 \sim 15^\circ$ с нормалью к стене; φ_1^i — спектр флюенса однократно отраженных стеной нейтронов, направление вылета которых близко к нормальному (угол между направлением движения и нормалью к поверхности $\sim 15^\circ$) при спектре источника χ^i ; $\varphi_{\text{отр}}^i$ — спектр флюенса многократно отраженных (см. следующий раздел) нейтронов в центре помещения при спектре источника χ^i .

Отметим, что близкие значения интегрального токового альbedo, т.е. вероятности вылета отраженного нейтрона, дает и полуэмпирическая формула из работы [2] для бетона сходного состава, параметры которой определялись путем сопоставления с групповыми расчетами методом Монте-Карло.

Т а б л и ц а 2. Отражающие свойства плоских бетонных стен

Номер группы	Энергетические интервалы	v_r , см/мкс	$d(15^\circ)$	χ'	φ'_1	$\varphi'_{отр}$
1	10,5—4,0 МэВ	3140	0,48	0,104	0,012	0,004
2	4,0—1,4 МэВ	2080	0,63	0,454	0,185	0,083
3	1,4—0,4 МэВ	1180	0,75	0,343	0,205	0,106
4	0,4—0,1 МэВ	607	0,75	0,085	0,176	0,124
5	100—10 кэВ	233	0,72	0,014	0,119	0,108
6	10—1,0 кэВ	73,7	0,71	—	0,075	0,088
7	1,0—0,1 кэВ	23,3	0,69	—	0,055	0,080
8	100—4,65 эВ	5,84	0,65	—	0,054	0,096
9	4,65—0,215 эВ	1,26	0,60	—	0,041	0,087
10	0,215—0,002 эВ	0,25	0,51	—	0,078	0,224

Отметим также, что расчеты спектра $\varphi'_{отр}$ методом Монте-Карло [8], проведенные во ВНИИЭФ без учета термализации, дали долю тепловых нейтронов $\sim 30\%$. Однако экспериментальная оценка этой величины, сделанная А.С. Кошелевым с помощью программы восстановления спектра КАСКАД [9], дает значение $\sim 20\%$, близкое к приведенному в табл. 2.

ПРОСТРАНСТВЕННО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ ПОЛЕ НЕЙТРОНОВ В СФЕРИЧЕСКОЙ ПОЛОСТИ С ЦЕНТРАЛЬНЫМ ИСТОЧНИКОМ

Пусть известны коэффициенты однократного отражения нейтронов $\bar{S}_{11}^{ij}(\eta, \eta_0)$ [3] толстой бетонной стеной. Здесь $j, \eta_0 > 0$ — соответственно энергетическая группа и косинус угла влета (между направлением движения и нормалью к поверхности) падающих нейтронов; $i, \eta > 0$ — соответственно энергетическая группа и косинус угла вылета отраженных нейтронов. При радиусе сферической полости $r \geq 100$ см альbedo практически не зависит от r [1]. В этом случае в качестве $\bar{S}_{11}^{ij}(\eta, \eta_0)$ приближенно можно использовать коэффициенты отражения для плоской стены. Коэффициенты отражения

$$\tilde{S}_{11}^{ij}(\eta, \eta_0) \equiv \eta S^{ij}(\eta, \eta_0),$$

учитывающие многократное отражение нейтронов стенками сферической полости, удовлетворяют системе интегральных уравнений [3]

$$\tilde{S}_{11}^{ij}(\eta, \eta_0) - \sum_k \int_0^1 d\eta' \bar{S}_{11}^{ik}(\eta, \eta') \tilde{S}_{11}^{kj}(\eta', \eta_0) = \bar{S}_{11}^{ij}(\eta, \eta_0),$$

которая на сетке точек по углам переходит в систему линейных алгебраических уравнений.

Ток отраженных нейтронов группы i на границе полости радиуса r для центрального источника, испускающего N^j нейтронов группы j в секунду, равен

$$I_{отр}^i(r, \eta) = \sum_j \eta S^{ij}(\eta, 1) \frac{N^j}{4\pi r^2}. \quad (8)$$

Ток отраженных нейтронов на расстоянии a от центра равен

$$I_{\text{отр}}^i(a, \eta) = \int_0^1 d\eta_0 T_{12}^{tr}(\eta, \eta_0) I_{\text{отр}}^i(r, \eta_0),$$

где

$$T_{12}^{tr}(\eta, \eta_0) = \frac{\eta}{\eta_0} \delta(\eta_0 - \sqrt{1 - \frac{a^2}{r^2}(1 - \eta^2)})$$

— коэффициент пропускания для бесстолкновительной среды [3]. Таким образом,

$$I_{\text{отр}}^i(a, \eta) = \sum_j \eta S^{ij}(\sqrt{1 - \frac{a^2}{r^2}(1 - \eta^2)}, 1) \frac{N^j}{4\pi r^2}. \quad (9)$$

Соответственно поток отраженных нейтронов группы i равен

$$\begin{aligned} \Phi_{\text{отр}}^i(a) &= 2 \int_0^1 \frac{d\eta}{\eta} I_{\text{отр}}^i(a, \eta) = \\ &= \sum_j \int_0^1 d\eta S^{ij}(\sqrt{1 - \frac{a^2}{r^2}(1 - \eta^2)}, 1) \frac{N^j}{2\pi r^2}. \end{aligned} \quad (10)$$

Заметим, что если источник нестационарен и время его действия конечно, то в выражении (10) N^j имеет смысл полного числа испущенных нейтронов группы j , а $\Phi_{\text{отр}}^i(a)$ соответственно имеет смысл флюенса отраженных нейтронов группы i . Перепишем выражение (10) в виде

$$\Phi_{\text{отр}}^i(a) = \sum_j S_{\text{отр}}^{ij} \left(\frac{a}{r} \right) \frac{N^j}{4\pi r^2}, \quad (11)$$

где

$$S_{\text{отр}}^{ij} \left(\frac{a}{r} \right) \equiv 2 \int_0^1 d\eta S^{ij}(\sqrt{1 - \frac{a^2}{r^2}(1 - \eta^2)}, 1) \quad (12)$$

зависит лишь от отношения a/r и может быть затабулировано. Видно, что, если нейтроны из стены вылетают изотропно, зависимость выражения (12) от a/r отсутствует, т.е. во всех точках полости $\Phi_{\text{отр}}^i$ одинаково.

Далее в табл. 3 приводятся значения величин

$$F_{\text{отр}}^j \left(\frac{a}{r} \right) = \sum_i S_{\text{отр}}^{ij} \left(\frac{a}{r} \right), \quad (13)$$

с помощью которых (путем деления на $4\pi r^2$) можно определить флюенс отраженных нейтронов в расчете на один нейтрон источника, сосредоточенного в группе j .

Т а б л и ц а 3. Значения величин $F_{\text{отр}}^j(a/r)$

a/r	Энергетическая группа источника j									
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
0	5,70	7,98	9,72	9,38	8,35	7,78	7,04	6,21	5,06	3,83
0,5	5,77	8,03	9,85	9,54	8,50	7,93	7,18	6,35	5,18	3,93
0,707	5,85	8,10	9,98	9,72	8,67	8,10	7,35	6,50	5,33	4,05
0,866	5,94	8,18	10,2	9,93	8,87	8,31	7,55	6,69	5,50	4,19
1	6,07	8,32	10,4	10,2	9,15	8,59	7,83	6,96	5,75	4,41

В свою очередь, в табл. 4, 5 выражение

$$\varphi_{ij} \left(\frac{a}{r} \right) = S_{\text{отр}}^{ij} \left(\frac{a}{r} \right) / F_{\text{отр}}^{ij} \left(\frac{a}{r} \right) \quad (14)$$

представляет собой нормированный спектр флюенса отраженных нейтронов, формируемый источником, сосредоточенным в группе j .

Т а б л и ц а 4. Нормированные спектры флюенса отраженных нейтронов в центре полости $\varphi_{\text{отр}}^{ij}(0)$

Номер группы	Энергетическая группа источника /									
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
1	0,060	—	—	—	—	—	—	—	—	—
2	0,156	0,174	—	—	—	—	—	—	—	—
3	0,086	0,109	0,143	—	—	—	—	—	—	—
4	0,093	0,101	0,155	0,184	—	—	—	—	—	—
5	0,090	0,095	0,122	0,154	0,181	—	—	—	—	—
6	0,077	0,080	0,098	0,117	0,151	0,188	—	—	—	—
7	0,072	0,075	0,087	0,103	0,130	0,167	0,206	—	—	—
8	0,091	0,092	0,104	0,119	0,149	0,185	0,235	0,291	—	—
9	0,084	0,085	0,093	0,105	0,128	0,155	0,194	0,252	0,350	—
10	0,191	0,189	0,198	0,218	0,261	0,305	0,365	0,457	0,650	1,000

Т а б л и ц а 5. Нормированные спектры флюенса отраженных нейтронов у края полости $\varphi_{\text{отр}}^{ij}(1)$

Номер группы	Энергетическая группа источника /									
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
1	0,083	—	—	—	—	—	—	—	—	—
2	0,164	0,187	—	—	—	—	—	—	—	—
3	0,084	0,108	0,156	—	—	—	—	—	—	—
4	0,090	0,101	0,159	0,205	—	—	—	—	—	—
5	0,087	0,095	0,125	0,160	0,206	—	—	—	—	—
6	0,074	0,079	0,097	0,117	0,155	0,213	—	—	—	—
7	0,069	0,073	0,085	0,100	0,129	0,171	0,232	—	—	—
8	0,087	0,090	0,101	0,114	0,143	0,182	0,238	0,318	—	—
9	0,080	0,083	0,089	0,099	0,122	0,149	0,188	0,252	0,379	—
10	0,182	0,184	0,188	0,205	0,245	0,285	0,342	0,430	0,621	1,000

Работа выполнена по контракту с МНТЦ № 073.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гермогенова Т.А., Золотухин В.Г., Климанов В.А. и др. Альbedo нейтронов. — М.: Атомиздат, 1973.
2. Машкович В.П. Защита от ионизирующих излучений. Справочник. — М.: Энергоатомиздат, 1982.
3. Хоружий В.Х., Колесов В.Ф. К расчету полей отраженных нейтронов и нейтронов утечки с помощью методов инвариантного погружения и сложения. — ВАНТ. Сер. Импульсные реакторы и простые критические сборки, 1987, вып. 1, с. 3—11.
4. Хоружий В.Х., Колесов В.Ф. О некоторых численных методах расчета быстрых импульсных ядерных реакторов. — Там же, с. 12—21.
5. Бродер Д.Л., Зайцев Л.Н., Комочков Н.М. и др. Бетон в защите ядерных установок. — М.: Атомиздат, 1973.
6. Абагян Л.П., Базазянц Н.О., Николаев М.И., Цибуля А.М. Групповые константы для расчета реакторов и защиты. — М.: Энергоатомиздат, 1981.

7. Howerton R.J. et al. ENDL, Evaluated Nuclear Data Library. — Report UCRL-50400, vol. 15, parts A—E, Lawrence Livermore Laboratory (1975—1978).
8. Донской Е.Н., Ельцов В.А., Житник А.К. и др. Метод Монте-Карло во ВНИИЭФ. — ВАНТ. Сер. Математическое моделирование физических процессов, 1993, вып. 2, с. 61—64.
9. Кошелев А.С., Маслов Г.Н., Петров Ю.В. КАСКАД — комплексная вычислительная программа для метода интегральных нейтронных детекторов. — Тез. докл. V Всесоюзного совещания по метрологии нейтронного излучения на реакторах и ускорителях. — М.: НПО ВНИИФТРИ, 1990, с. 116—118.

УДК 539.42:620.172.254:539.104

КРИТЕРИАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОРОГОВ РАЗРУШЕНИЯ ОПТИЧЕСКИ ТОНКИХ ПЛОСКИХ ОБРАЗЦОВ ИЗ МЕДИ, НИКЕЛЯ, ТИТАНА, ЛАТУНЕЙ И БРОНЗ В УСЛОВИЯХ ВОЗДЕЙСТВИЯ ТЕПЛОВОГО УДАРА

А.М. Молитвин, И.П. Борин, В.С. Босамыкин,

*Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики,
607200, Арзамас-16*

Найдены функциональные зависимости критических средних энерговыделений, удельных поглощенных энергий, динамической прочности от толщины (и оптической массы) плоских образцов и времени действия растягивающих напряжений (долговечности), определяющие пороги разрушения оптически тонких плоских образцов из меди, никеля, титана, латуней и бронз в условиях воздействия теплового удара, инициированного электромагнитным излучением.

CRITERION CHARACTERISTICS OF THE DISRUPTION THRESHOLDS FOR OPTICALLY THIN FLAT SPECIMENS FROM COPPER, NICKEL, TITANIUM, BRASSES AND BRONZES UNDER HEAT IMPACT EFFECT. A.M. MOLITVIN, I.P. BORIN, V.S. BOSAMYKIN. Functional relationships between critical medium energy emissions, specific absorbed energies, dynamic strength, thickness (and also an optical mass) of flat specimens and the duration of tensile stress action, that characterize the disruption thresholds for optically thin flat specimens from copper, nickel, titanium, brasses and bronzes under heat impact effect initiated by electromagnetic radiation have been found.

Быстрый разогрев материалов конструкций приводит, как известно, к возникновению динамических напряжений, которые могут при определенных условиях вызвать явление откольного разрушения элементов и узлов современных энергетических и облучательных установок, работающих при большом темпе ввода энергии (импульсных реакторов, ускорителей, взрывомагнитных генераторов [1—4] и т.д.). Так, например, мгновенные скачки температур в объеме первой стенки и blankets ГИТРЭП [4] $\Delta T \sim 100$ К могут привести к преждевременному разрушению конструкции, которое может произойти гораздо раньше, чем разрушение из-за радиационных повреждений.

Проблема повышения надежности конструкций разрабатываемых импульсных энергетических и облучательных установок вплотную связана с проблемой разработки теории разрушения твердых тел под нагрузкой, трудности решения которой усугубляются недостаточностью, а порой и явной противоречивостью экспериментальных данных по отколу, связанной с отсутствием прямых методов исследования откольного разрушения и использованием вследствие этого косвенной информации о процессе разрушения и действующих при этом напряжениях.

Длительная история исследований откола при ударно-волновом нагружении (методами соударения пластин и взрыва конденсированного ВВ) отмечена большими успехами в этом направлении, однако, несмотря на значительный прогресс в понимании общих закономерностей откольного разрушения, достаточно полное и убедительное количественное описание откольных явлений до сих пор не получено. Обсуждаемые в литературе (см., например, библиографию к [5, 6]) разнообразные приближенные модели откольного разрушения, апробированные на весьма ограниченном количестве

экспериментальных данных по отколу, полученных теми или иными косвенными методами исследования откола и вследствие этого в значительной степени противоречивых, требуют использования подгоночных параметров, независимое определение которых зачастую оказывается затруднительным. Разные модели откольного разрушения дают разные, существенно отличающиеся друг от друга, оценки критических разрушающих напряжений и долговечности объекта, подвергшегося импульсному нагружению.

Более того, при прогнозировании надежности элементов и узлов современных энергетических и облучательных установок, работающих при большом темпе ввода энергии, необходимо учитывать и отмеченные в [6, 7] различия в путях деформирования материалов при тепловом ударе (ТУ) по сравнению с режимом ударно-волнового нагружения (подрыв ВВ, соударение пластин). В случае ударно-волнового нагружения материал в будущей области откольного разрушения вначале сжимается, переходя в более плотное по сравнению с исходным состояние, а затем расширяется в волнах разрежения, проходя через исходный удельный объем. В идеализированном случае мгновенного и равномерного разогрева материала в нем генерируются сжимающие напряжения, хотя материал остается при постоянном объеме. Из этого состояния вещество далее расширяется (при наличии свободных поверхностей) до плотностей, меньших исходных. Другое различие между рассматриваемыми режимами нагружения состоит в значительно отличающихся температурах материала. Приращение средней температуры при ударном нагружении до десятков гигапаскалей в сплошных металлах мало ($\approx 100-200$ К), в то время как для разрушения в режиме ТУ, как правило, необходимы температуры, сравнимые с температурами плавления вещества при нормальных условиях. Все это указывает на необходимость дальнейших исследований процесса откольного разрушения твердых тел в условиях воздействия ТУ, которые дают качественно новую дополнительную информацию о закономерностях откола и будут способствовать дальнейшей разработке теории прочности твердых тел под нагрузкой.

В подвергшихся ТУ оптически толстых образцах могут, в зависимости от профиля и амплитуды первоначально возникшего давления, наблюдаться множественные отколы, дробление из-за плавления и т.п. Анализ волновых процессов, роста поврежденности и развития разрушенных областей в плите и компактном цилиндре при поглощении электромагнитного излучения большой мощности, проведенный в работах [8, 9] в рамках связанной модели сплошной поврежденной термоупруговязкопластической среды [10] в двумерной осесимметричной постановке задачи, показал, что волновые процессы при ТУ могут привести к кумуляции растягивающих напряжений, вследствие чего растягивающие напряжения могут в несколько раз превышать начальные сжимающие напряжения. Эффект кумуляции напряжений — основной фактор, указывающий на недостаточную корректность решения подобных задач в одномерной постановке.

Характерной же особенностью откольного разрушения оптически тонких плоских образцов является расслоение их на две части, и в этом случае критериальные характеристики порогов разрушения подвергшихся ТУ образцов могут быть определены со значительно меньшими погрешностями, чем в случае оптически толстых образцов.

С целью выяснения закономерностей термомеханического откольного разрушения металлов и сплавов при ТУ, вызываемом кратковременным импульсом электромагнитного излучения, в настоящей работе использована разработанная нами методика расчетно-экспериментального определения порогов разрушения оптически тонких плоских образцов конструкционных металлов и сплавов в условиях воздействия мощных потоков электромагнитного излучения, предполагающая получение экспериментальных данных по отколу путем облучения модельных сборок с образцами и использующая для расчетно-методического сопровождения экспериментальных исследований методики и программы ЭЛИЗА [1] и УП—ОК [12].

Для выявления картины «чистого» откола подбором дозирующих фильтров для электромагнитного излучения заведомо исключалось влияние на механизм откольного разрушения конструкционных материалов процесса плавления и тем более — испарения вещества. Вариацией толщины Δ испытываемых образцов в пределах от $\sim 0,005$ до ~ 1 мм обеспечивался довольно широкий диапазон времен τ действия растягивающих напряжений в сечении откола, отождествляемых нами с долговечностью материала, менявшихся в пределах от $\sim 10^{-9}$ до $\sim 10^{-6}$ с. Диаметр образцов (~ 10 мм) был выбран достаточно большим по сравнению с их толщиной, чтобы в центральной части образцов не сказывалось влияние боковой разгрузки, а лицевая (обращенная к источнику излучения) и тыльная (теневая) поверхности образцов были свободны, что позволяет рассматривать процессы откольного разрушения в одномерном приближении.

В таких условиях эксперимента сравнительно просто с помощью методики и программы ЭЛИЗА [11] рассчитать профили энерговыделений в облученных образцах, а с помощью методики и программы УП—ОК [12] рассмотреть эволюцию термомеханических напряжений в микросекундном и субмикросекундном диапазонах долговечности.

Градиенты энерговыделений в большинстве подвергшихся ТУ металлических фольг были невелики, вследствие чего откол происходил вблизи центральной части фольг.

Анализ полученных многочисленных расчетно-экспериментальных данных по термомеханическому откольному разрушению металлических фольг, подвергшихся воздействию иницированного электромагнитным излучением ТУ, показал, что абсолютная величина потока энергии электромагнитного излучения, падающего на образцы, не может служить критериальной характеристикой порога разрушения материала. Достаточно очевидно, что источники электромагнитного излучения, имеющие одинаковую абсолютную величину потока энергии электромагнитного излучения, но разный спектральный состав излучения (разную «жесткость» спектра), создадут в идентичных образцах принципиально разные профили энерговыделений. Различными вследствие этого будут и амплитуды, и профили начальных напряжений и, следовательно, поля растягивающих напряжений в облученных образцах. Различной будет и степень повреждения испытываемых образцов.

Не является достаточно полной и корректной критериальной характеристикой порога разрушения материала и величина максимального энерговыделения на лицевой (обращенной к источнику излучения) поверхности образца, определяющая величину максимального напряжения, возникшего на лицевой поверхности образца, но не позволяющая судить о профиле энерговыделений и временной зависимости напряжений в облученном образце.

Экспериментально доказано, что использование в качестве критериальных характеристик порогов разрушения при ТУ таких величин, как максимальное энерговыделение или абсолютная величина воздействующего на образец потока энергии электромагнитного излучения, может привести к ошибочному прогнозированию степени повреждения образца при ТУ.

С учетом того, что исследовавшиеся образцы имеют сравнительно малую оптическую массу m ($m = \rho\Delta$, где ρ — плотность вещества, Δ — толщина образца), в качестве критериальной характеристики порогов разрушения оптически тонких плоских образцов конструкционных металлов и сплавов была выбрана величина среднего по толщине (массе) образца энерговыделения $\bar{\epsilon}$, характеризующая средний уровень напряжений в образце, возникающих при вызываемом электромагнитным излучением ТУ. Зная величину среднего по толщине (массе) образца энерговыделения $\bar{\epsilon}$, можно найти величину удельной поглощенной энергии W ($W = \bar{\epsilon}m$), характеризующей величину запасенной при облучении энергии, приходящейся на единицу площади.

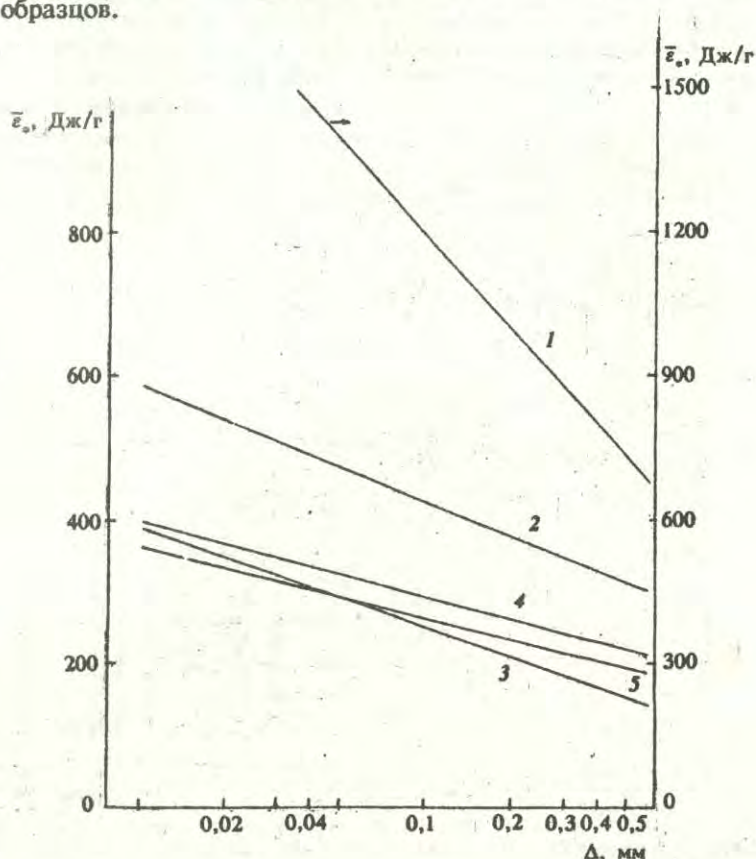
Использование понятий «среднего по толщине образца энерговыделения» $\bar{\epsilon}$ и «критической удельной поглощенной энергии» W позволило упорядочить многочисленные экспериментальные данные по отколу в подвергшихся ТУ плоских образцах из меди (М1, М1Т, М1М), бронз (БрБ2, БрБ2М), латуней (Л62, Л63, Л63М), никеля (НП2, НП2М), титана (ВТ1-0) толщиной Δ от $\sim 0,005$ до ~ 1 мм.

Установлено, что при увеличении толщины подвергшихся ТУ образцов из названных выше материалов в интервале толщин Δ от $\sim 0,01$ до 1 мм величина критического среднего энерговыделения $\bar{\epsilon}_*$, приводящего к отколу, уменьшается логарифмически: $\bar{\epsilon}_* = A - B \lg \Delta$, а величина необходимой для реализации откола критической удельной поглощенной энергии возрастает по закону $W_* = -\alpha m \lg(\beta m)$. Соответствующие функциональные зависимости для титана, никеля, меди, бронз и латуней показаны на рис. 1 и 2 линиями 1—5 соответственно.

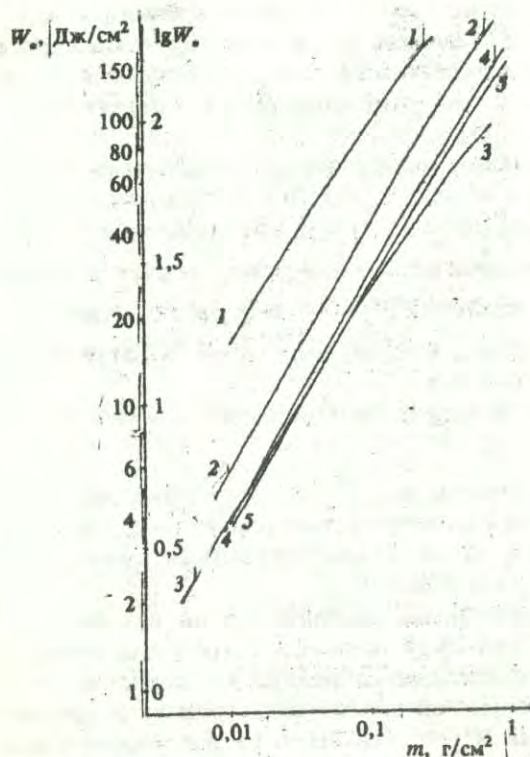
Параметры A, B, α, β , используемые для описания функциональных зависимостей $\bar{\epsilon}_*(\Delta, \text{мм})$ и $W_*(m, \text{г/см}^2)$, указаны в табл. 1.

Для наглядности данные для меди нанесены на рис. 3. Сплошная линия на рис. 3 отделяет область разрушения от области, где вещество еще сохраняет свою видимую целостность. Относительный разброс данных, обусловленный погрешностями расчета и спецификой условий облучения, — немногим более 10%.

Полученные результаты являются убедительным доказательством возможности успешного прогнозирования радиационной стойкости (в смысле сохранения видимой целостности) металлических фольг при ТУ с помощью найденных для диапазона толщин $\Delta \sim 0,01 + 1$ мм функциональных зависимостей критических средних энерговыделений $\bar{\epsilon}_*$ и удельных поглощенных энергий W_* от толщины Δ (и оптической массы m) плоских образцов.

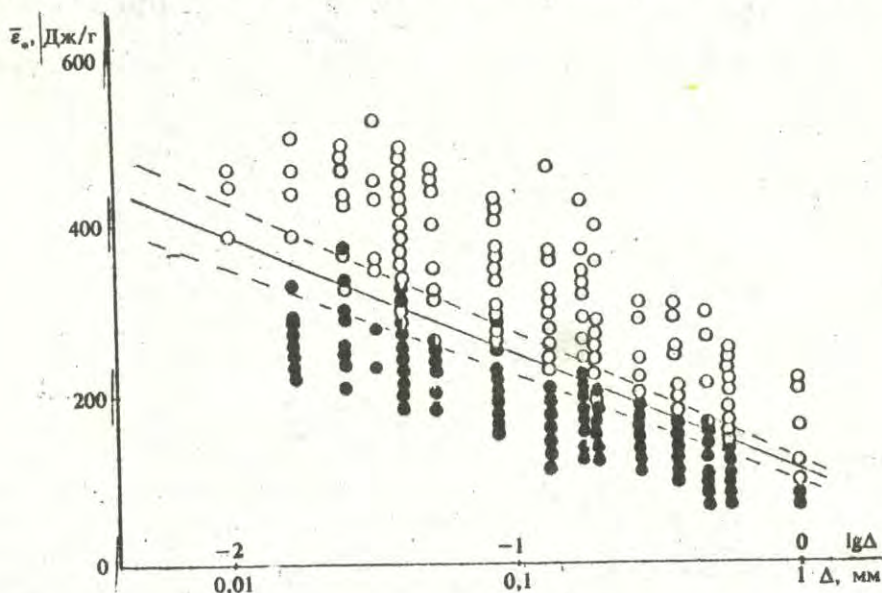


Р и с. 1. Зависимости критических средних энерговыделений от толщины плоских образцов из титана (1), никеля (2), меди (3), бронза (4) и латуни (5)



Р и с. 2. Зависимости критических удельных поглощенных энергий от оптической массы плоских образцов из титана (1), никеля (2), меди (3), бронзы (4) и латуни (5)

пени разрушения облучаемого объекта за счет кумуляции напряжений, возникновения кумулятивных выбросов материала, потери устойчивости при воздействии электромагнитного излучения на конусы, конические полости, диски и стержни [13].



Р и с. 3. Зависимость критических средних энерговыделений от толщины медных фольг: ● — отсутствие видимого разрушения; ◐ — зарождение откола (начало видимого разрушения); ○ — откол или полное разрушение образца

Т а б л и ц а 1. Параметры, используемые для описания функциональных зависимостей $\bar{\epsilon}_*(\Delta)$

Материал	и $W_*(m)$			$\beta, \text{см}^2/\text{г}$
	A	B	α	
Медь	110,5	139	139	0,179
Бронза	184,2	107,2	107,2	0,022
Латунь	162,4	100,5	100,5	0,029
Никель	263,7	161,2	161,2	0,026
Титан	510,7	678,1	678,1	0,392

Необходимо иметь в виду, что экспериментально доказанные для диапазона толщин плоских образцов $\Delta \sim 0,01+1 \text{ мм}$ зависимости $\bar{\epsilon}_*(\Delta)$, $W_*(m)$ некорректно, без дополнительного анализа, использовать для прогнозирования сохранности более толстых образцов, поскольку понятие «среднего энерговыделения» может и не быть единственным критерием возникновения отколов в оптически толстых образцах.

Более того, необходимо иметь в виду, что наблюдаемая картина термомеханического разрушения облучаемых конструкций в значительной степени зависит от их геометрии. Геометрические эффекты могут приводить к снижению порога разрушения и увеличению сте-

Физический смысл логарифмического убывания критической для откольного разрушения величины среднего по толщине энерговыделения $\bar{\epsilon}_s$ с ростом толщины Δ оптически тонких плоских образцов поясняют результаты расчетов величин растягивающих напряжений в сечении откола и длительностей их действия, выполненные по программе УП—ОК [12] с использованием двучленного уравнения состояния вещества в форме Ми—Грюнайзена.

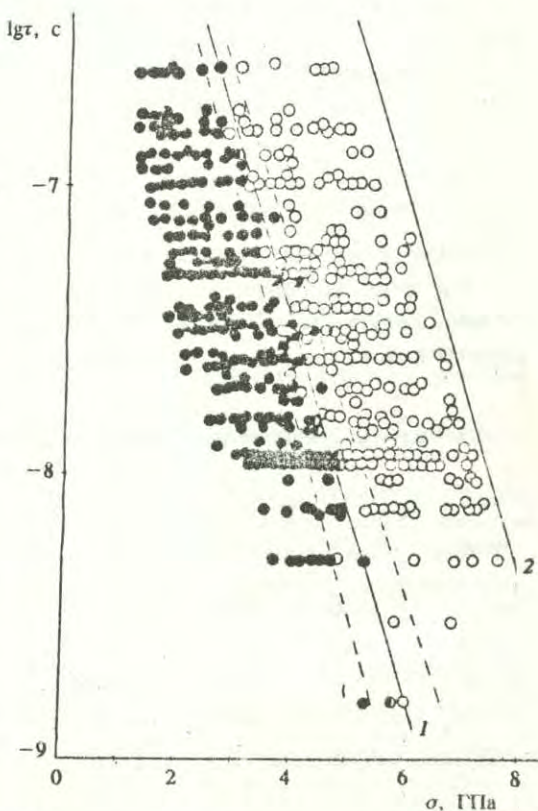
Каждый образец со своим профилем энерговыделений, «размазанным» во времени с учетом длительности импульса электромагнитного излучения, разбивался на вполне определенное число областей (от 10 до 200, в зависимости от толщины образца). В каждой из областей рассчитывались амплитуды растягивающих напряжений и времена их действия.

Зная из эксперимента место расположения сечения откола в подвергшемся ТУ образце и отождествляя полное время t действия растягивающих напряжений в сечении откола в первой волне разгрузки с долговечностью, а амплитуду разрушающих напряжений с откольной прочностью материала σ , получаем после систематизации расчетно-экспериментальных данных временную зависимость откольной прочности материала при ТУ, инициированном электромагнитным излучением.

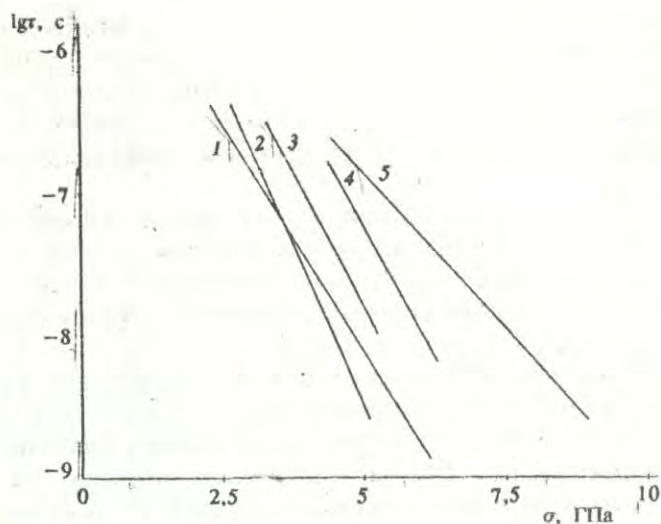
Результаты обработки экспериментальных данных по откольному разрушению меди (М1, М1Т, М1М) в режиме быстрого объемного разогрева нанесены на рис. 4 в графическом виде в системе координат σ — $\lg t$. Сплошной линией 1 показана наиболее вероятная граница откольного разрушения, отождествляемая нами с динамической ветвью долговечности меди при ТУ. Она отделяет область разрушения при быстром объемном разогреве от области, в которой вещество сохраняет свою видимую целостность. Погрешность в определении напряжений — 10—15%, а погрешность в оценке времени их действия — не более 10%.

Линией 2 на рис. 4 показана динамическая ветвь долговечности меди, полученная Новиковым С.А. и его сотрудниками в работе [14] методом соударения пластин. Расхождение в положениях линий 1 и 2 на рис. 4 обусловлено как уменьшением откольной прочности меди с ростом температуры, так и отмеченным выше влиянием особенностей процессов деформации меди при ТУ по сравнению с режимом соударения пластин. Аналогичные расхождения в положениях динамических ветвей долговечности при ТУ и ударном нагружении [14] отмечены нами также для титана и никеля.

Для наглядности найденные временные зависимости откольной прочности меди (М1, М1Т, М1М), латуней (Л62, Л63, Л63М), бронз (БрБ2, БрБ2М), титана (ВТ1-0) и никеля (НП2, НП2М) нанесены на рис. 5 линиями 1—5 соответственно. В диапазоне времен t от $\sim 10^{-6}$ до $\sim 10^{-9}$ с долговечности этих металлов и сплавов экспоненциально убывают с ростом ампли-



Р и с. 4. Временные зависимости откольной прочности меди при ТУ (1) и ударном нагружении (2). Обозначения те же, что на рис. 3



Р и с. 5. Временные зависимости откольной прочности меди (1), латуни (2), бронз (3), титана (4) и никеля (5) в режиме ТУ

туды разрушающих напряжений (откольной прочности). Полученные результаты свидетельствуют о справедливости кинетической концепции образования откола.

Для описания расчетно-экспериментальных данных по термомеханическому откольному разрушению меди, никеля, титана, латуни и бронз может быть использована модель кинетики откольного разрушения [14], связывающая амплитуду разрушающих напряжений σ (откольную прочность) и время их действия τ (долговечность) соотношением

$$\sigma = \frac{1}{\gamma \cdot \Omega} \left(U_0 - A k T \cdot \ln \frac{\tau}{\tau_0} \right), \quad (1)$$

где Ω — атомный объем; U_0 — энергия сублимации атомов решетки; T — эффективная температура; k — постоянная Больцмана; A, γ, τ_0 — параметры.

Величина эффективной температуры T в условиях термомеханического разрушения при ТУ близка к температуре плавления.

В более удобном для расчетов виде соотношение (1) можно записать как

$$\sigma = \frac{1,6\theta}{\gamma} \left(U_0 - 1,985 A T \cdot \lg \frac{\tau}{\tau_0} \right)$$

со следующими единицами измерения величин: $[T] - 10^4 \text{ К}$; $[U_0] - \text{эВ/атом}$; $[\sigma] - \text{ГПа}$; $[\theta] = [\Omega^{-1}] - 10^{28} \text{ м}^{-3}$.

Расчетно-экспериментальные данные по откольному разрушению меди, никеля, титана, латуни и бронз при ТУ удовлетворительно описываются при значениях параметров A, γ, τ_0 , указанных в табл. 2.

Т а б л и ц а 2. Параметры, используемые для описания расчетно-экспериментальных данных по отколу

Материал	$T_m, \text{ К}$	$U_0, \text{ эВ/атом}$	$\theta, 10^{28} \text{ м}^{-3}$	$\tau_0 = 10^{-12} \text{ с}$		$\tau_0 = 10^{-13} \text{ с}$		A/γ
				A	γ	A	γ	
Медь	1356	3,50	8,45	1,81	4,4	1,59	3,86	0,412
Бронза	1228	3,50	8,45	1,79	4,53	1,59	4,03	0,395
Латунь	1178	3,50	8,45	1,86	5,35	1,66	4,75	0,348
Никель	1726	4,435	9,14	1,77	3,86	1,56	3,4	0,458
Титан	1941	4,855	5,66	1,48	3,88	1,32	3,47	0,381

Полученные данные показывают, что на основе усовершенствованной кинетической концепции разрушения твердых тел можно описать долговечность меди, никеля, титана, латуни и бронз в условиях воздействия ТУ.

Найденные в работе функциональные зависимости критических средних энерговыделений, удельных поглощенных энергий, динамической прочности от толщины (и оптической массы) плоских образцов и времени действия растягивающих напряжений (долговечности), определяющие пороги разрушения оптически тонких плоских образцов из меди (М1, М1Т, М1М), никеля (НП2, НП2М), титана (ВТ1-0), латуней (Л62, Л63, Л63М) и бронз (БрБ2, БрБ2М) в условиях воздействия ТУ, инициированного электромагнитным излучением, могут быть использованы при проектировании и разработке элементов и узлов новых импульсных энергетических и облучательных установок, а также для дальнейшего развития учения о прочности твердых тел при импульсном нагружении.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Харитон Ю.Б., Воинов А.М., Колесов В.Ф. и др. Аперiodические исследовательские импульсные реакторы. — В кн.: Вопросы современной экспериментальной и теоретической физики. — Л.: Наука, 1984, с. 103—119.
2. Павловский А.И., Босамыкин В.С. Линейные индукционные ускорители на радиальных линиях. — Там же, с. 132—148.
3. Павловский А.И., Колокольчиков Н.П., Долотенко М.И. и др. Каскадный магнитокумулятивный генератор сверхсильных магнитных полей. // Труды Третьей международной конференции по генерации магнитоусных магнитных полей и родственными экспериментам. — М.: Наука, 1984, с. 19—22.
4. Архангельский Ю.И., Волков В.Г., Муравьев Е.В., Недосеев С.А. и др. Условия работы конструкционных материалов в импульсном термоядерном реакторе на релятивистских электронных лучах. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 1979, вып. 1(3), с. 39—51.
5. Молитвин А.М., Борин И.П., Босамыкин В.С. О разрушении твердых тел под нагрузкой (краткий обзор современных представлений о разрушении). — ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 1994, вып. 2, с. 19—27.
6. Глушак Б.Л., Новиков С.А., Рузанов А.И., Садырин А.И. Разрушение деформируемых сред при импульсных нагрузках: монография. Н. Новгород: Изд-во ННГУ, 1992.
7. Борин И.П., Лагутин В.И., Бонюшкин Е.К. и др. Откольное разрушение меди в режиме быстрого объемного разогрева. — ВАНТ. Сер. Импульсные реакторы и простые критические сборки, 1985, вып. 1, с. 40—42.
8. Аптуков В.Н., Поздеев А.А. Деформирование и разрушение плиты при тепловом ударе. — Докл. АН СССР, 1986, т. 286, № 1, с. 103—106.
9. Аптуков В.Н. Деформирование и разрушение плиты при тепловом ударе. — Проблемы прочности. 1987, № 12, с. 82—87.
10. Аптуков В.Н. Модель термоупруговязкопластической среды. Приложение к откольному разрушению. — Физика горения и взрыва, 1986, т. 22, № 2, с. 120—130.
11. Донской Е.Н. Методика и программа ЭЛИЗА решения методом Монте-Карло задач совместного переноса γ -излучения, электронов и позитронов. — ВАНТ. Сер. Математическое моделирование физических процессов, 1993, вып. 1, с. 3—6.
12. Иванова Г.Г., Гаврилов Н.Ф., Селин В.И., Софронов В.Н. Программа УП—ОК для решения одномерных задач механики сплошной среды в одномерном комплексе. — ВАНТ. Сер. Методики и программы численного решения задач математической физики, 1982, вып. 3(11), с. 11—14.
13. Молитвин А.М., Борин И.П., Босамыкин В.С. Некоторые геометрические эффекты при термомеханическом разрушении металлических образцов. — ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 1995, вып. 1—2, с. 13—18.
14. Борин И.П., Новиков С.А., Погорелов А.П., Сеницын В.А. О кинетике разрушения металлов в субмикросекундном диапазоне долговечности. — Докл. АН СССР, 1982, т. 266, № 6, с. 1377—1380.

ИЗБРАННЫЕ ПРОСТРАНСТВЕННО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СТАЦИОНАРНОГО ПОЛЯ НЕЙТРОНОВ СНАРУЖИ АКТИВНОЙ ЗОНЫ ИМПУЛЬСНОГО РЕАКТОРА БР-1

А.С. Кошелев, Г.Н. Маслов, Ю.М. Одинцов,
Всероссийский научно-исследовательский институт
экспериментальной физики, 607200, Арзамас-16

Приводятся результаты исследования пространственно-энергетических характеристик стационарного поля нейтронов в избранном направлении снаружи активной зоны и апробации двухкомпонентной суперпозиционной модели поля, ориентированной на системное его описание, в том числе в аналитической форме.

SELECTED SPACE-ENERGETIC CHARACTERISTICS OF THE STATIONARY NEUTRON FIELD OUTSIDE THE FUEL CORE OF THE BR-1 REACTOR. A.S. KOSHELEV, G.N. MASLOV, Yu.M. ODINTSOV. Results are presented of an investigation of the space-energetic characteristics of a stationary neutron field in the selected direction outside the fuel core and also of testing a two-component superpositioned field mode used for its system description and in analytical form as well.

ВВЕДЕНИЕ

Значительный выход нейтронов из активной зоны (АЗ) импульсного реактора БР-1 [1—3], составляющий $\sim 5 \cdot 10^{17}$ нейтр. утечки в номинальном импульсе с энергвыделением $\sim 10,5$ МДж ($\sim 3,6 \cdot 10^{17}$ дел.), формирует в околореакторном пространстве поле нейтронов с достаточно высокими параметрами. Так, на расстоянии ~ 2 м от центра АЗ в предположении изотропности выхода нейтронов и правомерности модели $1/R^2$ в номинальном импульсе реализуется флюенс нейтронов не менее $1 \cdot 10^{12}$ нейтр./см².

Компактная АЗ БР-1 цилиндрической формы размещается на перемещаемом реакторном стенде (для удаления из экспериментального зала в помещение технологического обслуживания), в конструкцию которого для обеспечения необходимых характеристик по прочности, устойчивости и биологической защите персонала (при обслуживании механизмов перемещения органов регулирования реактивности) входят массивные металлические элементы. Экспериментальный зал представляет собой помещение казематного типа длиной 14,0 м, шириной 10,4 м, высотой 8,0 м с толстыми (1,5—2,2 м) защитными стенами из бетона. В рабочем положении реакторного стенда центр АЗ располагается на высоте 2,2 м от пола, симметрично относительно боковых стен, в 3,7 м от одной из торцевых стен.

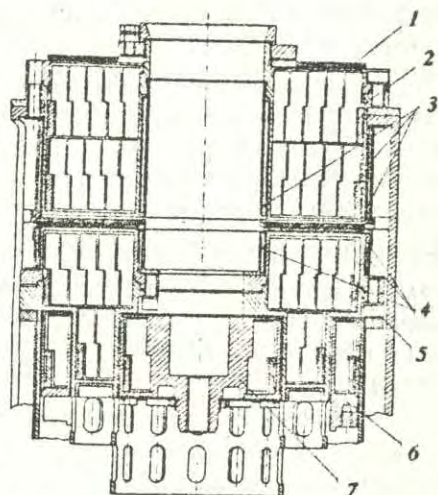
Цилиндрическая форма АЗ, сложная конфигурация реакторного стенда с массивными элементами в конструкции и наличие толстостенного защитного каземата могут оказать значительное влияние на пространственно-энергетические характеристики поля нейтронов снаружи АЗ БР-1, знание которых однозначно определяет качество исследований и облучательных работ, проводимых с использованием нейтронов утечки. Определение в полном объеме пространственно-энергетических характеристик поля нейтронов с учетом импульсного, как правило, характера его формирования — исключительно сложная методическая задача, которая на практике в настоящее время заменяется частным определением (оценкой) спектра флюенса (или приемлемого эквивалентного его представления) стационарного поля нейтронов в месте расположения исследуемых (облучаемых) объектов с оценкой временных параметров по форме импульса делений реактора.

В рамках настоящей работы предпринята попытка обобщенного описания пространственно-энергетических характеристик стационарного поля нейтронов в избранном направлении распространения нейтронов утечки с целью выработки, в интересах

прогностического обеспечения планирования экспериментов, суперпозиционной модели поля в околореакторном пространстве, составляющими компонентами которой являются быстрые нейтроны реактора (нейтроны утечки) и нейтроны, образовавшиеся в результате замедления и рассеяния реакторных нейтронов в защитных стенах экспериментального зала (фоновые нейтроны).

ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

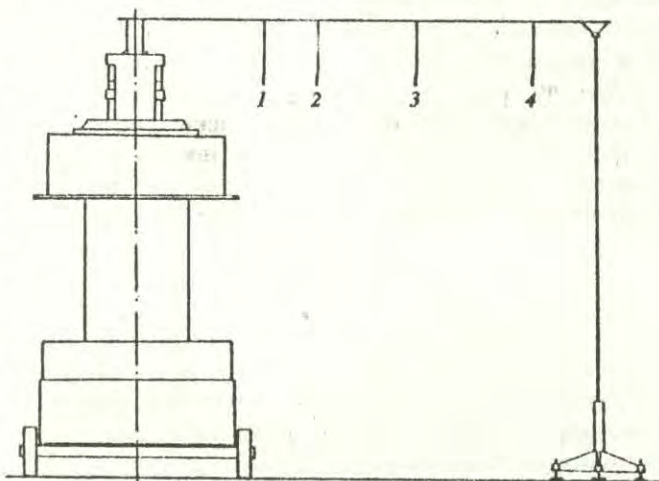
Конфигурационные особенности АЗ БР-1 иллюстрирует представленное на рис. 1 осевое сечение ее в геометрии, соответствующей расположению органов регулирования реактивности при генерировании импульса делений. Отметим наличие стальных массивных фланцев на верхнем и нижнем блоках АЗ в местах размещения герметизирующих прокладок защитных чехлов и экранов с насыпным ^{10}B на внешней границе зоны, которые могут заметным образом повлиять на анизотропию выхода нейтронов и на изменение их спектра.



Р и с. 1. Осевое сечение АЗ: 1 — экран с природным карбидом бора; 2 — верхний блок; 3, 4 — экраны с ^{10}B ; 5 — нижний блок; 6 — регулирующий блок; 7 — импульсный блок

На рис. 2 представлена схема размещения детекторов относительно реакторного стенда. При выборе направления исследований принималось во внимание отсутствие на пути нейтронов утечки несущих стенок опорного цилиндра верхнего блока (толщиной ~ 8 мм) и отсутствие в этой части экспериментального зала детекторов и оборудования контрольно-измерительной и технологической систем функционального обеспечения реактора. Высота установки детекторов — 2230 мм над уровнем пола, что соответствует максимуму в распределении флюенса нейтронов на поверхности верхнего блока АЗ. Расстояние от центральной оси АЗ — 715, 1013, 1565 и 2215 мм. При выполнении закона $1/R^2$ переход от позиции к позиции означает изменение флюенса нейтронов утечки в ~ 2 раза.

Принимая во внимание ожидаемую сложную структуру спектра нейтронов — быстрые реакторные нейтроны, тепловые и промежуточные преимущественно фоновые нейтроны — и рекомендации работы [4], был использован набор детекторов, включающий 16 типов нейтронно-чувствительных реакций. Детекторы с делящимися изотопами $^{239}\text{Pu}(n, f)$ и $^{235}\text{U}(n, f)$ использовались в трех вариантах: без поглощающих фильтров, в фильтре из кадмия толщиной 1,0 мм и в фильтре из бора тол-



Р и с. 2. Взаиморасположение детекторов и реакторного стенда: 1—4 — установочные позиции детекторов на расстояниях 715, 1013, 1565, 2215 мм от центральной оси АЗ соответственно

щиной $0,58 \text{ г/см}^2$ по $^{10}\text{В}$. Детекторы с делящимися изотопами $^{237}\text{Np}(n, f)$ и $^{238}\text{U}(n, f)$ использовались только в варианте с кадмиевым фильтром толщиной 1,0 мм. Активационные детекторы $^{197}\text{Au}(n, \gamma)$ и $^{63}\text{Cu}(n, \gamma)$ использовались в двух вариантах: без поглощающих фильтров и в фильтре из кадмия толщиной 1,0 мм. Активационные детекторы $^{115}\text{In}(n, n')$, $^{58}\text{Ni}(n, p)$, $^{32}\text{S}(n, p)$, $^{27}\text{Al}(n, \alpha)$ использовались только в варианте без фильтров.

Детекторы с делящимися изотопами представляли собой малогабаритные ионизационные камеры деления из комплекта измерительных средств, используемых при исследованиях на стенде для критических сборок ВНИИЭФ [5] и, в частности, использованных при исследовании спектральных характеристик поля в АЗ импульсного реактора БИР-2 [6]. В конструкциях фильтров, особенно для детекторов с изотопами ^{239}Pu и ^{235}U , принималась во внимание необходимость исключения возможности прострелов медленных (тепловых и промежуточных) нейтронов через сочленения их отдельных элементов и элементов конструкции камеры деления.

Активационные детекторы в основном индивидуального изготовления, из фольги и листового проката соответствующих материалов. Детекторы из золота — квадратной формы, размером $8 \times 8 \text{ мм}$, толщиной $4,8 \text{ мг/см}^2$. Остальные детекторы — круглые: из меди — диаметром 20 мм, толщиной $33,1 \text{ мг/см}^2$; из индия — диаметром 50 мм, толщиной 0,35 мм; из никеля — диаметром 65 мм, толщиной 1 мм; из алюминия — диаметром 65 мм, толщиной 1 мм. Серые детекторы — стандартные, из комплекта АKN [7].

Размещение делительных детекторов в измерительных позициях осуществлялось с помощью специальной переносной стойки. Для размещения активационных детекторов использовалась специальная установочная рейка с конвертами из алюминиевой фольги толщиной 0,1 мм. Крепление конвертов к рейке осуществлялось так, чтобы в значительной мере исключить взаимное «затенение» последовательно установленных детекторов (как правило, в конкретном облучательном опыте использовались детекторы только одного типа). Контроль позиционной установки делительных и активационных детекторов осуществлялся непосредственно перед каждым облучательным экспериментом с помощью мерной линейки длиной 2,5 м, что обеспечивало точность позиционной установки детекторов не хуже $\pm 2 \text{ мм}$.

Для уменьшения погрешности нормировки интегральных откликов детекторов деления на фиксированное энерговыделение в АЗ БР-1, принятое равным 10^{17} дел. , был реализован метод сравнительных измерений относительно показаний в центральном канале АЗ. Сравнение показаний однотипных детекторов деления проводилось на одном диапазоне детекторов контроля мощности реактора, что позволило исключить погрешность абсолютной калибровки контрольных детекторов.

Для определения абсолютных значений наведенной активности в активационных детекторах использовались радиометрические установки КРОНА-II-3 и ОСУ-II-10 [8]. КРОНА-II-3 аттестована по чувствительности к фотонному излучению детекторов в диапазоне энергий 0,1—10 МэВ с погрешностью не более 3% ($P = 0,95$). ОСУ-II-10 обеспечивает измерение активности детекторов из серы с погрешностью не более 4% ($P = 0,95$). Корректировка данных на момент проведения облучательной процедуры осуществлялась с использованием стандартных справочных данных [9]. При необходимости повышения статистической представительности результатов абсолютные измерения активности заменялись на относительные, которые также проводились на указанной выше установке КРОНА-II-3, но использовались неаттестованные геометрии размещения активационных детекторов относительно детектирующего устройства радиометрической установки, и для определения абсолютной активности использовались данные по активности опорного детектора (детектора того же типоразмера, измерение абсолютной активности которого может быть осуществлено с высокой статистической точностью).

Нормировка абсолютных активностей на фиксированное энерговыделение в АЗ осуществлялась также через опорные значения для центрального канала АЗ БР-1, в качестве которых принимались значения интегрального отклика для детекторов из никеля. В каждом облучательном эксперименте в фиксированной позиции в центральном канале АЗ устанавливался стандартизованный никелевый детектор.

Процедура измерения числа отсчетов камер деления и активности активационных детекторов реализовывалась в форме выборок из 8—10 независимых замеров с определением ошибки среднего по результатам статистической обработки выборки. Такой подход позволяет исключить влияние случайных сбоев и наводок в регистрационном тракте на результат измерения.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

Результаты экспериментальных исследований в форме, ориентированной на анализ в рамках двухкомпонентной модели стационарного поля нейтронов, представлены в табл. 1, 2. Значения абсолютных интегральных откликов для всех детекторов в нормировке на 10^{17} дел. в АЗ приводятся для опорной позиции на $R = 1013$ мм и в центральном канале. Данные для центрального канала АЗ, использованные только при относительных измерениях камерами деления и мониторинговании никелевым детектором энерговыделения при измерениях активационными детекторами, приводятся в полном объеме для обеспечения возможности системного анализа в дополнение к приведенным ошибкам измерений.

Т а б л и ц а 1. Нормированные абсолютные интегральные отклики для центрального канала АЗ и для опорной позиции 1013 мм

I	Реакция	$A_i (\delta A_i)$, реакций/ядро (%)	
		$R = 0$	$R = 1013$ мм
1	$^{239}\text{Pu}(n, f)$	4,74—10 (2,5)	3,15—11 (3,7)
2	$^{239}\text{Pu}(n, f), \text{Cd}$	4,74—10 (2,5)	4,60—12 (3,4)
3	$^{239}\text{Pu}(n, f), ^{10}\text{B}$	—	3,30—12 (3,6)
4	$^{235}\text{U}(n, f)$	3,36—10 (3,0)	1,85—11 (4,1)
5	$^{235}\text{U}(n, f), \text{Cd}$	3,36—10 (3,0)	3,57—12 (4,3)
6	$^{235}\text{U}(n, f), ^{10}\text{B}$	—	2,37—12 (4,8)
7	$^{197}\text{Au}(n, \gamma)$	3,78—11 (2,0)	1,10—11 (3,5)
8	$^{197}\text{Au}(n, \gamma), \text{Cd}$	3,78—11 (2,0)	8,47—12 (3,5)
9	$^{63}\text{Cu}(n, \gamma)$	4,08—12 (4,0)	1,75—13 (4,5)
10	$^{63}\text{Cu}(n, \gamma), \text{Cd}$	4,08—12 (4,0)	5,51—14 (4,5)
11	$^{237}\text{Np}(n, f), \text{Cd}$	2,37—10 (2,5)	1,55—12 (3,3)
12	$^{115}\text{In}(n, n')$	2,77—11 (4,5)	1,81—13 (5,0)
13	$^{238}\text{U}(n, f), \text{Cd}$	4,23—10 (3,5)	2,70—13 (4,7)
14	$^{58}\text{Ni}(n, p)$	1,37—11 (4,0)	8,49—14 (4,5)
15	$^{32}\text{S}(n, p)$	8,88—12 (4,0)	5,44—14 (4,5)
16	$^{27}\text{Al}(n, \alpha)$	9,07—14 (4,0)	5,67—16 (4,5)

Примечание. Численные значения A_i нормированы на 10^{17} дел. в АЗ. Ошибки даны для доверительного интервала $\mathcal{P} = 0,95$.

Т а б л и ц а 2. Соотношения интегральных откликов в измерительных позициях относительно опорной позиции 1013 мм

i	Реакция	$A_i(R) \pm \Delta A_i(R)$, отн.ед.			
		$R_1 = 715$ мм	$R_2 = 1013$ мм	$R_3 = 1565$ мм	$R_4 = 2215$ мм
1	$^{239}\text{Pu}(n, f)$	—	$100,00 \pm 0,41$	$97,98 \pm 0,60$	—
2	$^{239}\text{Pu}(n, f), \text{Cd}$	$170,73 \pm 0,60$	$100,00 \pm 0,18$	$60,37 \pm 0,28$	$44,73 \pm 0,27$
3	$^{239}\text{Pu}(n, f), ^{10}\text{B}$	$189,55 \pm 0,73$	$100,00 \pm 0,33$	$45,81 \pm 0,19$	$26,28 \pm 0,16$
4	$^{235}\text{U}(n, f)$	—	$100,00 \pm 0,27$	$96,30 \pm 0,34$	—
5	$^{235}\text{U}(n, f), \text{Cd}$	—	$100,00 \pm 0,42$	$63,98 \pm 0,34$	—
6	$^{235}\text{U}(n, f), ^{10}\text{B}$	—	$100,00 \pm 0,75$	$48,48 \pm 0,51$	—
7	$^{197}\text{Au}(n, \gamma)$	$100,98 \pm 0,21$	$100,00 \pm 0,16$	$96,96 \pm 0,23$	$95,95 \pm 0,22$
8	$^{197}\text{Au}(n, \gamma), \text{Cd}$	$104,50 \pm 0,42$	$100,00 \pm 0,22$	$95,21 \pm 0,33$	$91,18 \pm 0,24$
9	$^{63}\text{Cu}(n, \gamma)$	$113,58 \pm 0,22$	$100,00 \pm 0,09$	$93,42 \pm 0,18$	$90,20 \pm 0,12$
10	$^{63}\text{Cu}(n, \gamma), \text{Cd}$	$150,46 \pm 0,31$	$100,00 \pm 0,19$	$68,00 \pm 0,19$	$54,50 \pm 0,12$
11	$^{237}\text{Np}(n, f), \text{Cd}$	—	$100,00 \pm 0,50$	$43,10 \pm 0,25$	—
12	$^{115}\text{In}(n, n')$	$199,98 \pm 0,33$	$100,00 \pm 0,13$	$42,62 \pm 0,11$	$22,02 \pm 0,07$
13	$^{238}\text{U}(n, f), \text{Cd}$	—	$100,00 \pm 0,39$	$42,59 \pm 0,39$	—
14	$^{58}\text{Ni}(n, p)$	$204,82 \pm 0,23$	$100,00 \pm 0,09$	$41,12 \pm 0,05$	$20,73 \pm 0,03$
15	$^{32}\text{S}(n, p)$	$201,53 \pm 1,17$	$100,00 \pm 0,44$	$40,82 \pm 0,32$	$20,63 \pm 0,23$
16	$^{27}\text{Al}(n, \alpha)$	$204,12 \pm 0,41$	$100,00 \pm 0,13$	$40,78 \pm 0,09$	$20,12 \pm 0,08$

П р и м е ч а н и е. Погрешности — статистические, для доверительного интервала $\mathcal{P} = 0,95$.

В приведенных погрешностях для детекторов деления на $R = 1013$ мм учтены погрешности эффективного веса изотопного слоя в камере деления (количество ядер основного изотопа, количество и состав примесей, наклон счетной характеристики) и статистические погрешности относительных измерений в центральном канале и на опорной позиции $R = 1013$ мм.

При определении активационных интегралов для реакций $^{197}\text{Au}(n, \gamma)$, $^{63}\text{Cu}(n, \gamma)$ (без фильтра и в кадмиевом фильтре толщиной 1 мм) коэффициенты самозранировки для тепловых и промежуточных (резонансных) нейтронов принимались равными 0,995 и 0,758 для золота и 0,995 и 0,911 для меди соответственно. Численные значения коэффициентов самозранировки определялись в рамках модели изотропности поля тепловых и промежуточных нейтронов, с использованием данных работы [10].

Приведенные в табл. 2 погрешности учитывают только статистические составляющие, так как все остальные составляющие входят одинаковым образом, а погрешности веса и состава детекторов пренебрежительно малы (для изготовления однотипных детекторов использовались фольга или прокат соответствующей номенклатуры, как правило, из одной партии поставки).

АНАЛИЗ В РАМКАХ ДВУХКОМПОНЕНТНОЙ МОДЕЛИ

Двухкомпонентная модель базируется на представлении о возможности удовлетворительного (для целей практического использования) описания стационарного поля нейтронов в околосонном пространстве в виде суперпозиции быстрых нейтронов утеч-

ки, распространение которых следует закону $1/R^2$, и рассеянных (фоновых) нейтронов экспериментального зала, флюенс которых может быть принят постоянным.

При выполнении условий существования двухкомпонентной модели связь между интегральными откликами детекторов соответствующего типа, обусловленными нейтронами поля A_i , нейтронами утечки $A_{i\text{ ут}}$ и фоновыми нейтронами $A_{i\text{ фон}}$, определяется соотношениями

$$A_{i\text{ ут}}(R_{j+1}) = [A_i(R_j) - A_i(R_{j+1})] / (k_{j,j+1} - 1);$$

$$A_{i\text{ ут}}(R_j) = k_{j,j+1} \cdot A_{i\text{ ут}}(R_{j+1});$$

$$A_{i\text{ фон}}(R_{j+1}) = A_i(R_{j+1}) - A_{i\text{ ут}}(R_{j+1});$$

$$k_{j,j+1} = (R_{j+1}/R_j)^2,$$

где R_j — расстояние от центра АЗ до соответствующего детектора.

Как критерии качества определения величин $A_{i\text{ ут}}(R_j)$, $A_{i\text{ фон}}(R_j)$ была использована среднеквадратичная невязка, определяемая по соотношению

$$\delta_{ijk} = \sqrt{\frac{1}{n} \cdot \sum_j \frac{[\bar{A}_{i\text{ фон}}(R_k) - A_{i\text{ фон}}(R_{jk})]^2}{\bar{A}_{i\text{ фон}}^2(R_k)}},$$

где $A_{i\text{ фон}}(R_{jk})$ — решение для фоновой компоненты в j -й позиции при использовании k -й шкалы R . Было установлено, что параметр δ_{ijk} может быть уменьшен при введении так называемой смещенной шкалы R_{jk} , определяемой соотношением $R_{jk} = R_j + r_k$ (r_k может быть как положительно, так и отрицательно). Основанием для введения смещенной шкалы R_{jk} явилось наличие, как правило, системного изменения $A_{i\text{ фон}}$ при его определении по совокупности данных $A_i(R_j)$ и невозможность в рамках настоящей работы скорректировать это расхождение каким-либо иным способом.

Наиболее полный анализ удалось провести для детекторов пяти типов — с использованием реакций $^{239}\text{Pu}(n, f)$ в кадмиевом и борном фильтрах, $^{63}\text{Cu}(n, \gamma)$ в кадмиевом фильтре, $^{115}\text{In}(n, n')$ и $^{58}\text{Ni}(n, p)$. Избранные результаты этого анализа представлены в табл. 3.

Т а б л и ц а 3. Выборка данных по соответствию модели $1/R^2$ для нейтронов утечки

<i>i</i>	Реакция	$(A_i - A_{i\text{ фон}})(R_j + r)^2$				<i>r</i> , мм
		$R_1 = 715$	$R_2 = 1013$	$R_3 = 1565$	$R_4 = 2215$	
1	$^{239}\text{Pu}(n, f)$, Cd	1,003	1,000	1,035	1,001	0
2	$^{239}\text{Pu}(n, f)$, ^{10}B	0,941	1,000	0,932	0,944	+ 35
3	$^{63}\text{Cu}(n, \gamma)$, Cd	1,002	1,000	1,037	1,031	+ 130
4	$^{115}\text{In}(n, n')$	1,000	1,000	0,999	1,000	- 5
5	$^{58}\text{Ni}(n, p)$	0,998	1,000	0,993	0,997	- 30

П р и м е ч а н и е. R_j — в мм; r — смещение эффективного центра относительно центра АЗ.

Из результатов, приведенных в табл. 3, видно, что:

— значимых отклонений от модели $1/R^2$ для реакций $^{239}\text{Pu}(n, f)$ в борном фильтре, $^{115}\text{In}(n, n')$, $^{58}\text{Ni}(n, p)$, играющих основополагающую роль при определении флюенса быстрых нейтронов утечки, не наблюдается;

— смещение эффективного центра, как правило, незначительно, носит системный характер (для беспороговых реакций имеет место увеличение эффективного радиуса, а для пороговых реакций — его уменьшение).

Для реакций $^{235}\text{U}(n, f)$, $^{237}\text{Np}(n, f)$, $^{238}\text{U}(n, f)$ в кадмиевом фильтре выделение компонент $A_{i\text{ут}}$ и $A_{i\text{фон}}$ проводилось в несмещенной шкале $R_f(r=0)$. Для реакции $^{235}\text{U}(n, f)$ в борном фильтре по аналогии с соответствующей реакцией $^{239}\text{Pu}(n, f)$ выделение компонент $A_{i\text{ут}}$ и $A_{i\text{фон}}$ проводилось в смещенной шкале R_f с $r = 35$ мм.

Из-за отсутствия прецизионных данных по весу каждого индивидуального серного детектора при крайне низком вкладе фоновой компоненты разделение компонент $A_{i\text{ут}}$ и $A_{i\text{фон}}$ для реакции $^{32}\text{S}(n, p)$ оказалось затруднительным. Для указанной реакции ввиду близости форм сечений нейтронных взаимодействий были приняты соотношения, полученные для реакции $^{58}\text{Ni}(n, p)$.

Для реакций $^{239}\text{Pu}(n, f)$, $^{235}\text{U}(n, f)$, $^{197}\text{Au}(n, \gamma)$, $^{63}\text{Cu}(n, \gamma)$ без фильтров, $^{197}\text{Au}(n, \gamma)$ в кадмиевом фильтре и $^{27}\text{Al}(n, \alpha)$ на достигнутом уровне погрешностей относительных измерений разделение парциальных интегральных откликов осуществить не удалось. Для реакций $^{239}\text{Pu}(n, f)$, $^{235}\text{U}(n, f)$, $^{63}\text{Cu}(n, \gamma)$ без фильтров численные значения интегральных откликов для нейтронов утечки принимались равными соответствующим значениям, определенным для реакций $^{239}\text{Pu}(n, f)$, $^{235}\text{U}(n, f)$, $^{63}\text{Cu}(n, \gamma)$ в кадмиевом фильтре. Основанием для такого решения послужило отсутствие кадмиевого отношения для указанных реакций на спектре нейтронов в центральном канале АЗ (см. табл. 1).

Для реакций $^{197}\text{Au}(n, \gamma)$ без фильтра и в кадмиевом фильтре значения парциальных откликов, соответствующих нейтронам утечки, приняты равными и пропорциональными соответствующим значениям интегральных откликов для реакции $^{63}\text{Cu}(n, \gamma)$. В качестве множителя пропорциональности принималось значение соотношения этих реакций, реализуемое в центральном канале АЗ.

Для реакции $^{27}\text{Al}(n, \alpha)$ численное значение фонового парциального интегрального отклика было принято равным 0.

Для восстановления спектров нейтронов использовалась специализированная программа КАСКАД [11]. Аналитическое решение для спектра нейтронов утечки искалось в форме суммы двух модельных спектров Максвелла вида $(2\alpha^{3/2}/\sqrt{\pi})\sqrt{E}e^{-\alpha E}$ (спектр деления) и $\alpha^2 E e^{-\alpha E}$ (спектр неупругого рассеяния) с учетом полученного в работе [1] решения для спектра нейтронов на поверхности АЗ БР-1. Аналитическое решение для спектра фоновых нейтронов искалось в форме суммы 10 модельных спектров: спектра Максвелла вида $\alpha^2 E e^{-\alpha E}$ для описания тепловых нейтронов (один модельный спектр) и высокоэнергетической составляющей (восемь модельных спектров) и спектра Ферми вида $1/E$ (один модельный спектр с формированием границ согласно [11]).

Парциальные интегральные отклики всех использованных типов детекторов (в нормировке на 10^{17} дел. в АЗ) для позиции 1013 мм и уровни их согласования с соответствующими данными на стадии аналитических решений для спектров нейтронов утечки и фоновых нейтронов представлены в табл. 4. Численные значения невязки δ определены как частное от деления разности между аналитическим решением и исходными данными на исходные данные, умноженное на 100%.

Т а б л и ц а 4. Нормированные на 10^{17} дел. в АЗ парциальные интегральные отклики для позиции 1013 мм и уровни согласования на стадии аналитического решения

i	Реакции	Нейтроны утечки			Фоновые нейтроны		
		A, реакций/ядро		δ , %	A, реакций/ядро		δ , %
		Исходные данные	Аналитическое решение		Исходные данные	Аналитическое решение	
1	$^{239}\text{Pu}(n, f)$	3,21—12*	3,15—12	-1,9	2,89—11	2,98—11	+3,1
2	$^{239}\text{Pu}(n, f), \text{Cd}$	3,21—12	3,14—12	-2,2	1,39—12	1,62—12	+16,5
3	$^{239}\text{Pu}(n, f), ^{10}\text{B}$	3,11—12	3,00—12	-3,5	1,91—13	1,88—13	-1,6
4	$^{235}\text{U}(n, f)$	2,20—12*	2,31—12	+5,0	1,65—11	1,62—11	-1,8
5	$^{235}\text{U}(n, f), \text{Cd}$	2,20—12	2,31—12	+5,0	1,37—12	1,41—12	+2,9
6	$^{235}\text{U}(n, f), ^{10}\text{B}$	2,10—12	2,19—12	+4,3	2,50—13*	1,92—13	-23,2
7	$^{197}\text{Au}(n, \gamma)$	3,10—13*	2,52—13	-18,7	1,07—11	9,81—12	-8,3
8	$^{197}\text{Au}(n, \gamma), \text{Cd}$	3,10—13*	2,51—13	-19,0	8,16—12	7,06—12	-13,5
9	$^{63}\text{Cu}(n, \gamma)$	3,34—14*	2,83—14	-15,3	1,44—13	1,47—13	+2,1
10	$^{63}\text{Cu}(n, \gamma), \text{Cd}$	3,34—14*	2,82—14	-15,6	2,39—14	2,56—14	+7,1
11	$^{237}\text{Np}(n, f), \text{Cd}$	1,51—12	1,48—12	-2,0	3,6—14	3,63—14	+0,8
12	$^{115}\text{In}(n, n')$	1,78—13	1,65—13	-7,3	2,8—15	2,46—15	-12,1
13	$^{238}\text{U}(n, f), \text{Cd}$	2,67—13	2,63—13	-1,5	3,2—15	3,31—15	+3,4
14	$^{58}\text{Ni}(n, p)$	8,44—14	9,05—14	+7,2	5,9—16	6,59—16	+11,7
15	$^{32}\text{S}(n, p)$	5,40—14	5,33—14	-1,3	3,8—16	3,74—16	-1,6
16	$^{27}\text{Al}(n, \alpha)$	5,67—16	5,85—16	+3,2	0	1,16—18	—

П р и м е ч а н и е. Значения, помеченные индексом *, при восстановлении спектра нейтронов не использовались.

Принимая во внимание непрямую форму получения значений A_i для реакций $^{239}\text{Pu}(n, f)$, $^{235}\text{U}(n, f)$, $^{197}\text{Au}(n, \gamma)$, $^{63}\text{Cu}(n, \gamma)$ без кадмиевого фильтра и $^{197}\text{Au}(n, \gamma)$ в кадмиевом фильтре и вспомогательный характер влияния реакций указанного типа при исследованиях спектров быстрых нейтронов, в число данных, использованных при поиске спектра нейтронов утечки, значения интегральных откликов перечисленных реакций не включались. В процессе поиска решения для спектра нейтронов утечки была также выявлена целесообразность исключения из числа исходных данных, используемых в процедуре восстановления, значения интегрального отклика для реакции $^{63}\text{Cu}(n, \gamma)$ в кадмиевом фильтре. Без данных для указанной реакции основные параметры спектрального распределения, получаемые с использованием данной реакции на этапе группового итерирования, удастся получить уже на стадии аналитического решения.

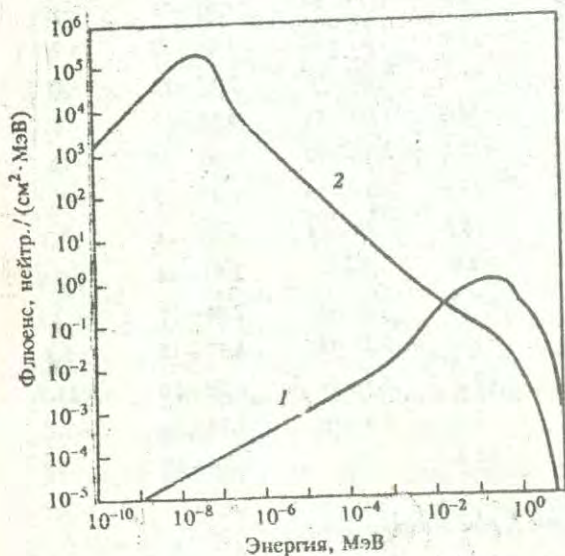
При восстановлении спектра фоновых нейтронов было выявлено неустранимое даже на стадии итерационного решения рассогласование исходных и расчетных данных для интегрального отклика реакции $^{235}\text{U}(n, f)$ в борном фильтре. Установлено, что исключение данной величины из состава реакций, используемых при нахождении спектра нейтронов, не влияет на основные интегральные параметры спектра на конечной, итерационной, стадии решения, но существенно улучшает (приближает к итерационному) аналитическое решение. Наиболее вероятная причина недостаточно точного определения интегрального отклика реакции $^{235}\text{U}(n, f)$ в борном фильтре — ограниченная представительность исходных экспериментальных данных (измерения проведены только в двух позициях).

С учетом оговоренного выше аналитические решения искомых спектров были определены в виде:

$$F(E) = 9,89Ee^{-5E} + 0,397\sqrt{E}e^{-0,786E} \quad (1)$$

для спектра флюенса нейтронов утечки;

$$F(E) = 1,65 \cdot 10^{14} Ee^{-3 \cdot 10^7 E} + 2,68 \cdot 10^{-2} (1/E) \left[1 + (10^{-7}/E)^7 \right]^{-1} \left[1 + (E/2 \cdot 10^{-1})^2 \right]^{-1} + \\ + 2324Ee^{-320E} + 245Ee^{-80E} + 25,2Ee^{-20E} + 4,24Ee^{-5E} + 0,486Ee^{-2,5E} + \\ + 8,69 \cdot 10^{-2} Ee^{-1,667E} + 2,68 \cdot 10^{-2} Ee^{-1,25E} + 1,15 \cdot 10^{-2} Ee^{-E} \quad (2)$$



Р и с. 3. Спектры флюенса нейтронов утечки и фона: 1 — нейтроны утечки; 2 — фоновые нейтроны; нормировка — на 1 нейтр./см² суперпозиционного поля на отметке 1013 мм

для спектра флюенса фоновых нейтронов (в обоих соотношениях E — в мегаэлектронвольтах).

На рис. 3 представлены графики функций $F(E)$, соответствующие соотношениям (1), (2), в нормировке на флюенс в 1 нейтр./см² суперпозиционного поля на отметке 1013 мм (долевые вклады 0,911 и 0,089 для флюенсов нейтронов утечки и фона соответственно).

Показатель экспоненты $\alpha = 3 \cdot 10^7$ в модельном спектре, описывающем компоненту тепловых нейтронов, подбирался из условия равенства по модулю невязок для реакций $^{239}\text{Pu}(n, f)$, $^{235}\text{U}(n, f)$ и соответствует температуре тепловых нейтронов $\sim 383 \text{ K}$ ($\sim 110^\circ \text{C}$).

Избранные интегральные характеристики флюенсов нейтронов утечки и фоновых нейтронов на отметке 1013 мм представлены в табл. 5.

Т а б л и ц а 5. Избранные интегральные характеристики флюенсов нейтронов утечки и фоновых нейтронов на отметке 1013 мм

Параметр	Нейтроны утечки	Фоновые нейтроны	
	Аналитическое решение	Аналитическое решение	Итерационное решение
$F(E \geq 10^{-10} \text{ МэВ}), \text{нейтр./см}^2$	1,76+12	1,71+11	1,71+11
$F(E \geq 0,1 \text{ МэВ}), \text{нейтр./см}^2$	1,67+12	0,58+11	0,58+11
$F(1 \text{ МэВ} - \text{Si-экв.}), \text{нейтр./см}^2$	1,58+12	0,43+11	0,44+11
$F_{\text{th}}(T = 283 \text{ K}), \text{нейтр./см}^2$	—	0,31+11	0,31+11
$\bar{E}, \text{МэВ}$	1,16	0,234	0,238

Для нейтронов утечки в качестве окончательного принято аналитическое решение. Для фоновых нейтронов приводятся данные как для аналитического, так и для итерационного решения. Принимая во внимание нашедший распространение в Sandia National Laboratories стандарт «1 МэВ—Si-эквивалент» [12], приведены также данные по флюенсу в указанном стандарте.

Из табл. 5 следует, во-первых, что по интегральным характеристикам аналитическое и итерационное решения для фоновых нейтронов практически одинаковы. Во-

вторых, необходимо обратить внимание, что флюенс нейтронов на отметке 1013 мм оказывается в $\sim 1,6$ раза больше ожидаемого в предположении изотропности выхода нейтронов из АЗ и их распространения по закону $1/R^2$ (полный выход нейтронов при 10^{17} дел. в АЗ составляет $\sim 1,4 \cdot 10^{17}$). Главным образом это обстоятельство (наряду с уменьшением средней энергии с 1,32 до 1,16 МэВ для спектра на поверхности АЗ [1] и отмеченным эффектом вариативности эффективного радиуса для детекторов различных типов) позволяет высказать предположение о значимой роли конструктивных элементов АЗ и стенда реактора на формирование поля нейтронов вокруг реактора. Для конкретной конструктивной компоновки оборудования БР-1, по-видимому, имеют место эффекты «фокусировки», подобные рассмотренным в работе [13].

ВЫВОДЫ

Вышеизложенное позволяет сделать несколько важных для практики применения реактора БР-1 в исследовательских и облучательных целях выводов.

1. Стационарное поле нейтронов в достаточно протяженном пространстве (несколько метров) вокруг АЗ с хорошим для практических целей приближением может быть представлено как суперпозиция двух компонент — нейтронов утечки из АЗ, распространяющихся по закону $1/R^2$, и фоновых нейтронов с неизменной величиной флюенса.

2. Спектр флюенса каждой из компонент может быть представлен в аналитической форме, обеспечивающей достаточное для многих практических целей описание интегральных характеристик флюенса и обусловленных им радиационных эффектов.

3. Выделение из суперпозиционного поля нейтронов компоненты нейтронов утечки позволяет обоснованно использовать при изучении импульсного воздействия на исследуемые объекты быстрых нейтронов форму импульса делений реактора.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Павловский А.И., Малинкин А.А., Колесов В.Ф. и др. Бустер-реактор БР-1. — ВАНТ. Сер. Импульсные реакторы и простые критические сборки, 1985, вып. 1, с. 3—13.
2. Харитон Ю.Б., Воинов А.М., Колесов В.Ф. и др. Аperiodические исследовательские импульсные реакторы. — В кн.: Вопросы современной экспериментальной физики. — Л.: Наука, 1984, с. 103—119.
3. Колесов В.Ф., Лепшик П.А., Павлов С.П. и др. Динамика ядерных реакторов. Под ред. Я.В. Шевелева. — М.: Энергоатомиздат, 1990.
4. Кошелев А.С., Маслов Г.Н., Петров Ю.В. К выбору критерия оценки спектральной чувствительности набора интегральных детекторов. — Измерительная техника, 1986, № 1, с. 33—36.
5. Воинов А.М., Егоров В.П., Запольский А.Е. и др. Стенд для исследования нейтронно-физических характеристик простых критическихборок. — ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 1992, вып. 2, с. 21—29.
6. Севастьянов В.Д., Кошелев А.С., Маслов Г.Н. Стандартное поле в центре активной зоны БИР-2. — Атомная энергия, 1994, т. 75, вып. 1, с. 55—61.
7. Брегадзе Ю.И., Степанов Э.К., Ярына В.П. Прикладная метрология ионизирующих излучений. — М.: Энергоатомиздат, 1980.
8. Борисов Г.А., Севастьянов В.Д., Ярына В.П. и др. Создание отраслевой метрологической базы нейтронных измерений. — Тез. докл. У Всесоюзного совещания по метрологии нейтронного излучения на реакторах и ускорителях. — М.: НПО ВНИИФТРИ, 1990, с. 3—4.
9. Нейтронно-активационные детекторы для реакторных измерений. Сечения реакций взаимодействия нейтронов с ядрами. Таблицы стандартных справочных данных ГСССД 131-89. — М.: Изд-во стандартов, 1980.
10. Крамер-Агеев Е.А., Трошин В.С., Тихонов Е.Г. Активационные методы спектрометрии нейтронов. — М.: Атомиздат, 1976.
11. Кошелев А.С., Маслов Г.Н., Петров Ю.В. КАСКАД — комплексная вычислительная программа для метода интегральных нейтронных детекторов. — Тез. докл. У Всесоюзного совещания по метрологии нейтронного излучения на реакторах и ускорителях. — М.: НПО ВНИИФТРИ, 1990, с. 116—118.

12. Sandia National Laboratories Radiation Facilities. A Basic Source of Information for Prospective Users. SAND 89-1399, 1989.
13. Колесов В.Ф., Штарев С.К. О возможности усиления потоков быстрых нейтронов и γ -лучей с помощью вогнутых рефлекторов. — ВАНТ. Сер. Импульсные реакторы и простые критические сборки, 1988, вып. 2, с. 16—28.

УДК 621.039.58

ОЦЕНКА ПАРАМЕТРОВ СЦР ПРИ ЗАТОПЛЕНИИ КОНТЕЙНЕРОВ С МЕТАЛЛИЧЕСКИМИ ДЕЛЯЩИМИСЯ МАТЕРИАЛАМИ

*А.В. Лукин, Д.В. Хмельницкий, Всероссийский научно-исследовательский
институт технической физики 454070, Челябинск*

Выполнены оценки параметров самоподдерживающейся цепной реакции, которая может возникнуть при затоплении негерметичного контейнера с металлическими делящимися материалами и нахождении его в таком состоянии в течение длительного времени.

EVALUATION OF PARAMETERS OF SELF-SUSTAINED CHAIN REACTION (SCR) IN FLOODING OF METAL FISSION MATERIAL CONTAINERS. A.V. LUKIN, D.V. KHMELNITSKY. Valuations of SCR parameters have been presented. The SCR may occur in the flooded unsealed container with metal fission materials, being in such conditions for a long time.

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время повышенное внимание уделяется безопасности транспортировки, хранения и эксплуатации систем, содержащих металлические делящиеся материалы (ДМ). Одной из основных задач является прогнозирование последствий реализации возможных аварийных ситуаций при транспортировке и хранении контейнеров с металлическими ДМ, высвобождающимися при разборке ядерных зарядов после вывода их из эксплуатации. Так, в результате затопления контейнера с ДМ вода может проникнуть во внутренние полости контейнера и вызвать коррозию ДМ. Распространение продуктов коррозии по объему контейнера практически с неизбежностью приводит к развитию самоподдерживающейся цепной реакции (СЦР). Определению условий возможности возникновения СЦР и оценке ее параметров для одной из возможных аварийных систем (защищающий контейнер с ураном или плутонием, заполненный водой) и посвящена данная работа.

Подобные системы могут возникнуть при транспортных авариях во время перевозки металлических ДМ, при наводнениях, при эксплуатации ядерных зарядов (затопление кораблей, подводных лодок, самолетов и т.д.). Анализ сценариев развития СЦР и оценка ее параметров важны при планировании работ по ликвидации последствий подобных аварий (например, при обезвреживании ядерных зарядов с подводной лодки «Комсомолец»).

АНАЛИЗ ВОЗМОЖНЫХ СЦЕНАРИЕВ РАЗВИТИЯ СЦР

Характерной особенностью систем, подобных затопленному контейнеру с ДМ, является наличие в замкнутом объеме относительно небольшого количества (примерно несколько килограммов) металлического ДМ и заметного количества воды, присутствие которой в системе (снаружи и внутри контейнера) и определяет условия возникновения и развития СЦР. Как правило, для большинства систем рассматриваемого типа, содержащих относительно небольшое количество ДМ, простое затопление, т.е. окружение контейнера водой и попадание ее внутрь контейнера, оставляет систему

подкритичной. Переход системы через состояние критичности возможен при перераспределении ДМ внутри контейнера, что может иметь место при коррозировании ДМ в воде в течение длительного времени. Анализом именно таких систем мы в этой статье и ограничимся. Второй тип систем — это системы, содержащие заметные количества ДМ, в которых достижение надкритического состояния возможно в процессе заполнения контейнера водой при его затоплении. Описание СЦР в таких системах — предмет будущих исследований.

Наиболее близкими по характеру протекающих процессов к рассматриваемым в данной работе системам являются импульсные реакторы с активными зонами на основе растворов солей урана в воде [1, 2]; системы, исследованные в CRAC — экспериментах [3] (исследования последствий аварий, возможных при работах с ДМ с применением жидких технологий). Для подобных систем характерно развитие нейтронных вспышек, сопровождающихся энерговыделением $\sim 10^{16} - 10^{18}$ делений за импульс. Величина энерговыделения зависит главным образом от фона нейтронов в системе, скорости ввода реактивности, времени жизни нейтронов и механизма обратной связи. Цепная реакция в системе заканчивается при изменении ее геометрии за счет теплового расширения, т.е. в результате разрушения системы в течение импульса делений.

Рассмотрим один из возможных сценариев развития СЦР, согласно которому происходит полное затопление контейнера с ДМ и вода заполняет его внутренний объем, но состояние критичности не достигается. В дальнейшем ДМ (плутоний или уран) корродирует под действием воды и образует в ней взвесь из мельчайших частиц (шлам), которые постепенно скапливаются на дне контейнера. Характерное время такого процесса достаточно большое (месяцы, годы) [4, 5]. В процессе коррозии ДМ в системе происходит «накопление» положительной реактивности, которая может быть реализована при распространении продуктов коррозии по объему воды, заполняющей контейнер. Причиной может быть, например, резкое встряхивание или опрокидывание контейнера. В результате этого развивается СЦР, гашение которой происходит при выдавливании части воды с находящимися в ней продуктами коррозии ДМ из полости контейнера или при его разрушении.

При исследовании параметров СЦР будем рассматривать в качестве металлических ДМ плутоний и уран высокого обогащения. В рассматриваемых системах роль внешнего источника нейтронов играет спонтанное деление ^{240}Pu и ^{238}U . Согласно [6] удельный выход нейтронов в этом процессе составляет $51,0 \text{ с}^{-1} \cdot \text{г}^{-1}$ для низкофонового плутония и $1,36 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1} \cdot \text{г}^{-1}$ для урана 90%. Согласно [7] среднее время до начала непрерывной цепочки делений в надкритической системе t_1 определяется выражением

$$t_1 = \sqrt{\pi G \tau / (4S \delta k_{em})},$$

где $G = 1,9$ [7]; S — интенсивность источника нейтронов; δk_{em} — возмущение надкритичности, соответствующее однородному распространению облака с продуктами коррозии по всему объему полости контейнера, эта величина определяется размером облака и количеством шлама ДМ в нем; τ — время распространения частиц ДМ по объему полости контейнера (для оценок примем ее равной одной секунде). Номинальная загрузка контейнера составляет $\sim 16 \text{ кг}$ высокообогащенного урана [8], что эквивалентно (по критической массе) $\sim 4 \text{ кг}$ плутония. В этом случае для систем с плутонием и ураном величина t_1 принимает значения $\sim 0,009$ и $\sim 0,8 \text{ с}$ соответственно, введенные за эти времена реактивности составляют $\sim 10^{-3}$ и $\sim 0,1$. Согласно этим оценкам для систем с ураном реализуется случай слабого источника нейтронов, а для систем с плутонием (с массой $\geq 1 \text{ кг}$) — случай сильного источника. Это означает, что развитие СЦР в системе с плутонием может быть описано детерминистически, и напротив, в системе, содержащей только высокообогащенный уран, СЦР развивается стохастически и можно говорить лишь о наиболее вероятных величинах.

Для описанного выше сценария развития СЦР ее физической моделью являются уравнения нейтронной кинетики, обратной связи по реактивности, баланса энергии, движения, а также уравнение состояния (УРС) воды с учетом присутствия в ней газа. Рассмотрим приближенные формулировки этих уравнений.

В одноточечном приближении при малых смещениях границ облака с продуктами коррозии ДМ в процессе импульса делений пространственно-временные зависимости удельной мощности $q(\vec{r}, t)$ и удельного энерговыделения $Q(\vec{r}, t)$ представим в виде

$$q(\vec{r}, t) = q(t)\alpha(\vec{r})/V_0; \quad (1)$$

$$Q(\vec{r}, t) = Q(t)\alpha(\vec{r})/V_0,$$

где $q(t)$ и $Q(t)$ — полные мощность и энерговыделение в системе; V_0 — объем системы с ДМ на момент начала импульса делений; $\alpha(\vec{r})$ — пространственное распределение мощности энерговыделения по объему V_0 . Нормировка $\alpha(\vec{r})$ согласно (1) есть

$$\int_{V_0} d\vec{r} \alpha(\vec{r}) = V_0. \quad (2)$$

Система уравнений для $q(t)$, $Q(t)$ имеет вид [9, 10]

$$\dot{Q}(t) = q(t);$$

$$l \dot{q}(t) = [k(t)(1 - \beta) - 1]q(t) + k(t) \sum_{m=1}^6 \lambda_m C_m(t) + S; \quad (3)$$

$$\dot{C}_m(t) + \lambda_m C_m(t) = \beta_m q(t),$$

где l — эффективное время жизни мгновенных нейтронов; $k(t)$ — эффективный коэффициент размножения нейтронов; λ_m , β_m — постоянная распада и эффективная

доля запаздывающих нейтронов m -группы; $\beta = \sum_{m=1}^6 \beta_m$ — полная эффективная доля запаздывающих нейтронов; $C_m(t)$ — концентрация предшественников запаздывающих нейтронов m -группы; S — мощность источника нейтронов в системе.

За начальный момент времени принимаем время достижения системой состояния критичности на запаздывающих нейтронах, приближенные начальные условия имеют вид

$$Q(t=0) = 0, \quad q(t=0) = 0, \quad C_m(t=0) = 0, \quad k(t=0) = 1.$$

В приближении малых возмущений реактивности

$$k(t) = 1 + \delta k_e(t) + \delta k_i(t). \quad (4)$$

Возмущение надкритичности $\delta k_i(t)$ обусловлено расширением облака с продуктами коррозии ДМ при его нагреве в процессе энерговыделения и представимо в виде [11]

$$\delta k_i(t) = \int_{V_0} d\vec{r} \vec{X}(\vec{r}, t) \nabla W(\vec{r}) = \oint_{S_0} d\vec{s} \vec{X}(\vec{r}, t) \cdot W(\vec{r}) - \int_{V_0} d\vec{r} W(\vec{r}) \nabla \vec{X}(\vec{r}, t), \quad (5)$$

где $W(\vec{r}) = K(\vec{r})/\text{ЦНД}$ — объемный коэффициент реактивности, отнесенный к ценности нейтронов деления [11]; S_0 — поверхность облака взвеси ДМ в начальный момент времени; $\vec{X}(\vec{r})$ — смещение раствора в точке $\vec{r}$. Рассматривая в дальнейшем сфериче-

ски-симметричную систему, полагая $W(\vec{r}) = \gamma \alpha^2(\vec{r})$ (γ определяется через усредненные по спектру нейтронов сечения деления, поглощения и рассеяния), $\nabla X(\vec{r}) = v(\vec{r})/v_0(\vec{r}) - 1 = \epsilon(\vec{r})$ — относительное изменение удельного объема $v(\vec{r})$ в точке $\vec{r}$ ($v_0(\vec{r})$ — его первоначальное значение), находим

$$\delta k_i(t) = \gamma \left(\delta V(t) \alpha^2(R_0) - \int_{V_0} d\vec{r} \epsilon(\vec{r}, t) \alpha^2(\vec{r}) \right). \quad (6)$$

Выражая γ через квазистатический коэффициент обратной связи по расширению $\gamma_v = -V_0 \frac{\partial k}{\partial V} \Big|_{v=v_0}$ (учитывая, что при квазистатическом расширении $\epsilon(\vec{r}) = \delta V/V_0$, $X(\vec{r}, t) = \delta R(t) = R(t) - R_0$), окончательно получим

$$\delta k_i(t) = \frac{\gamma_v}{\left(\frac{V_0}{\alpha^2(R_0)V_0} - 1 \right)} \left(\frac{\delta V(t)}{V_0} - \frac{\int d\vec{r} \epsilon(\vec{r}, t) \alpha^2(\vec{r})}{\alpha^2(R_0)V_0} \right). \quad (7)$$

Возмущение надкритичности $\delta k_e(t)$, обусловленное распространением облака взвеси продуктов коррозии ДМ в полости контейнера, представим в виде

$$\delta k_e(t) = \begin{cases} \delta k_{em} \cdot (t + t_1)/\tau, & t + t_1 \leq \tau; \\ \delta k_{em}, & t + t_1 > \tau. \end{cases}$$

Полагая, что длительность импульса делений мала, пренебрежем в уравнении баланса энергии процессами теплопроводности, а также энергией, расходуемой на сжатие и движение вещества. При этом считаем, что размеры частиц продуктов коррозии малы настолько, что энерговыделение можно считать однородным по элементарным объемам

$$\rho_0 C(T) \dot{T}(\vec{r}, t) = q(t) \alpha(\vec{r}) / V_0, \quad (8)$$

где $T(\vec{r}, t)$ — температура; $C(T)$ — удельная теплоемкость; ρ_0 — начальная плотность воды с содержащимися в ней продуктами коррозии ДМ. Начальное условие $T(\vec{r}, t = 0) = T_0$.

При выводе уравнений движения сделаем следующие приближения:

- рассматриваем одномерное (сферически-симметричное) движение в приближении «крупных» областей идеальной жидкости;
- контейнер рассматриваем как сферу, в центре которой расположено облако с продуктами коррозии, размерами некорродированной части ДМ пренебрегаем;
- рассматриваемая система окружена сферическим слоем воды, наружный радиус которого равен 0,7 м;
- стенки контейнера при разлете рассматриваем как слой воды.

Процесс движения будем рассматривать для двух стадий: до момента разрушения контейнера и после него. Считаем, что до момента времени, когда давление в жидкости превысит предел прочности корпуса контейнера $P_0 + P_{\text{пред}}$, движение внешней границы жидкости в контейнере и окружающей контейнер воды отсутствует. Распределение давления по объему системы однородно и определяется температурой, давление в окружающем контейнер слое воды равно начальному. После разрушения корпуса контейнера начинается движение всех слоев воды как внутри, так и вне контейнера.

Для получения уравнений движения раствора используются следующие допущения:

— вещество в полости контейнера и окружающая его вода разбиты на N сферических слоев, каждый с внутренним радиусом r_{i-1} и внешним r_i ;

— в процессе движения масса каждой области m_i остается постоянной;

— плотность и температура вещества в каждой области однородны по ее объему и зависят только от времени;

— пространственное распределение давления внутри каждой области аппроксимируется линейной функцией радиуса, на границе наружной области давление постоянно и равно начальному;

— границы областей до момента разрушения контейнера определяются из условия равенства давлений в этих областях с учетом распределения температуры по «крупным» областям жидкости. Скорости движения границ областей в момент времени, соответствующий разрушению контейнера, рассчитываются с помощью дифференцирования УРС и учета распределения скорости изменения температуры по областям и постоянства полного объема жидкости в контейнере.

Из решения уравнения непрерывности [12]

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \vec{v}) = 0, \quad (9)$$

с учетом сделанных допущений, для профиля скорости в i -й области находим

$$v(r) = v_{i-1} \frac{r_{i-1}^2}{r^2} \left(1 - \frac{r_i^3 - r_{i-1}^3}{r_i^3 - r_{i-1}^3} \right) + v_i \frac{r_i^2}{r^2} \frac{r^3 - r_{i-1}^3}{r_i^3 - r_{i-1}^3}. \quad (10)$$

Здесь v_{i-1} , v_i — скорости внутренней и внешней границ i -й области. Далее, проинтегрировав уравнение Эйлера [12]

$$\rho \frac{d}{dt} \vec{v}(\vec{r}, t) = -\operatorname{grad} P(\vec{r}, t) \quad (11)$$

по объему i -й области с учетом (10) и сделанных допущений, получим

$$m_i (A_i \dot{v}_i(t) + B_i \dot{v}_{i-1}(t)) = -V_i(t) \frac{\tilde{P}_i(t) - \tilde{P}_{i-1}(t)}{r_i(t) - r_{i-1}(t)}, \quad (12)$$

где $V_i(t)$ — текущий объем i -й области; $\tilde{P}_{i-1}$, $\tilde{P}_i$ — давление на внутренней и внешней границах i -й области:

$$A_i = \frac{3}{4} \cdot \frac{R_i^2(R_i^4 + 3 \cdot R_{i-1}^4 - 4 \cdot R_i R_{i-1}^3)}{(R_i^3 - R_{i-1}^3)^2};$$

$$B_i = \frac{3}{4} \cdot \frac{R_{i-1}^2(R_{i-1}^4 + 3 \cdot R_i^4 - 4 \cdot R_i^3 R_{i-1})}{(R_i^3 - R_{i-1}^3)^2};$$

R_i — начальные границы областей. Среднее по объему давление в i -й области равно

$$P_i(t) = \frac{1}{V_i} \int d\vec{r} P(\vec{r}, t) = C_i \tilde{P}_i(t) + (1 - C_i) \tilde{P}_{i-1}(t); \quad (13)$$

$$C_i = \frac{1}{4} \cdot \left(\frac{3 \cdot r_i^3}{r_i^3 - r_{i-1}^3} - \frac{r_{i-1}}{r_i - r_{i-1}} \right).$$

Учитывая граничное условие $\tilde{P}_N = P_0$, получим из (13) рекуррентное соотношение для определения $\tilde{P}_{i-1}$

$$\tilde{P}_{i-1} = \frac{P_i - C_i \tilde{P}_i}{(1 - C_i)},$$

где P_i определяется из УРС вещества по известным температуре и удельному объему. Начальные условия $v_i(t=0) = 0$, $r_i(t=0) = R_i$.

Зависимость давления от температуры и плотности (удельного объема) для воды (УРС), содержащей продукты коррозии ДМ, будем рассматривать с учетом наличия небольшого количества газа (например, водорода, выделившегося при коррозии металла) в полости контейнера. Будем приближенно полагать, что этот газ распределен равномерно по объему системы, а его концентрация равна $\rho_{0г} = m_{г}/V_0$, $m_{г}$ — масса газа. Радиолитический газ, выделяющийся во время СЦР, учитываться не будет. Далее при выводе соотношений все выражения будем рассматривать применительно к произвольной области раствора, поэтому индексы, обозначающие номер области, будут опущены.

Приближенное УРС для воды имеет вид [13]

$$P = P_0 + a \cdot (\alpha(T - T_0) + \beta(T - T_0)^2 + 1 - V_{ж}/V_{0ж}) = a \cdot (F(T) - V_{ж}/V_{0ж}). \quad (14)$$

Здесь $F(T) = 1 + \alpha \cdot (T - T_0) + \beta \cdot (T - T_0)^2 + P_0/a$; P_0 — начальное давление; T_0 — начальная температура; $V_{0ж}$ — начальный объем жидкости; $a = 2,33 \cdot 10^4$ бар, $\alpha = 4,14 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$, $\beta = 3,61 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-2}$ — константы [13].

Выражая массу газа как $m_{г} = m_{гг} + m_{гр}$ ($m_{гр}$ — масса газа, растворенного в жидкости, $m_{гг}$ — масса газа в пузырьках), используя закон Генри для растворимости газа и УРС идеального газа, пренебрегая поверхностным натяжением и учитывая, что $V = V_{ж} + V_{г}$ ($V_{г}$ — объем газа в пузырьках, V — объем области), получим уравнение для P

$$P/a + \frac{2 \langle P \rangle}{a} - \bar{P}/P = 0, \quad (15)$$

где $\bar{P} = \frac{RT}{\mu \kappa} \rho_{0г}$; $\langle P \rangle = \frac{a}{2} \left(\frac{1}{\kappa} \frac{V}{V_0} - F(T) + \frac{RT}{\mu} \rho_{0ж} B(T) \right)$; μ — молярная масса газа (для H_2 $\mu = 2 \text{ г/моль}$); R — универсальная газовая постоянная; $\rho_{0ж}$ — начальная плотность жидкости; $B(T)$ — масса растворенного газа в единице массы воды при $P = 1$ бар, для водорода [14]

$$B(T) = \begin{cases} 1,43 \cdot 10^{-6} + 1,36 \cdot 10^{-10} \cdot (T - 333,15)^2, & T < 333,15 \text{ K}; \\ 1,43 \cdot 10^{-6}, & T \geq 333,15 \text{ K}. \end{cases}$$

$\kappa = \frac{V_{0ж}}{V} = \frac{1 - (RT_0 \rho_{0г})/(\mu P_0)}{1 - RT_0 \rho_{0ж} B(T)/\mu}$ — начальная доля жидкой фазы в объеме области. Полная масса области

$$m = m_{ж} + m_{г} = V_0(\kappa \rho_{0ж} + \rho_{0г}). \quad (16)$$

Для определения давления во внутренних областях на первой стадии движения (когда корпус цел) проинтегрируем (15) по объему полости контейнера. После несложных преобразований получим

$$\frac{P}{a} + \frac{2 \langle \langle P \rangle \rangle_v}{a} - \frac{\langle \bar{P} \rangle_v}{P} = 0, \quad (17)$$

где

$$\langle \langle P \rangle \rangle_v = \frac{1}{V} \sum_{i=1}^N V_{0i} \langle P \rangle_i, \quad \langle \bar{P} \rangle_v = \frac{1}{V} \sum_{i=1}^N V_{0i} \bar{P}_i$$

Зная распределение температуры по объему контейнера можно рассчитать объемы областей, а далее и их границы

$$V_i = V_{0i} \times \left[\frac{2 \langle P \rangle_i}{a} + F(T) - \frac{R}{\mu} \rho_{0ж} T_i B(T_i) \right]; \quad (18)$$

$$\langle P \rangle_i = \frac{a}{2} \left(\frac{\bar{P}_i}{P} - \frac{P}{a} \right).$$

Условие наличия газа в пузырьках имеет вид

$$m_{гг} = m_g - m_p = V_0 (\rho_{0г} - \kappa B(T) \rho_{0ж} P) > 0. \quad (19)$$

Если условие (19) не выполняется (т.е. газовых пузырьков нет, весь газ растворился в воде), то давление в области рассчитывается с использованием УРС для воды (14). Для расчета давления в наружных областях (с холодной водой) используется УРС воды, в котором температуры всех наружных областей постоянны и равны T_0 .

Уравнения (1)–(19) составляют физическую модель процессов, происходящих при развитии СЦР в контейнере с ДМ при его затоплении.

При проведении расчетов использовались следующие исходные данные и константы (кроме уже описанных выше). Контейнер, как уже отмечалось при выводе уравнений движения, представляет собой сферу, диаметр полости которой составляет 40 см, далее (наружу) идут слои кадмия толщиной 0,05 см, полиэтилена толщиной 2 см, и, наконец, 3-миллиметровый стальной корпус [15]. Внутри контейнера находится ядро ДМ либо из плутония, либо из урана (90%). Число «крупных» областей в уравнениях движения N , включая воду вне контейнера, равно 17; радиусы их границ равны $R_i = 4, 7, 10, r_0, 17, 20, 23, 26, 30, 35, 40, 45, 50, 55, 60, 65, 70$ (в сантиметрах), где первые шесть областей являются внутренними областями контейнера, r_0 — критический радиус облака продуктов коррозии ДМ.

Плотности урана и плутония равны 18,7 и 19,9 г/см³ [16], плотность жидкости вычислялась как плотность механической смеси из воды и содержащейся в ней взвеси частиц ДМ.

Удельная теплоемкость взвеси частиц ДМ в воде принята равной удельной теплоемкости воды, зависимостью ее от температуры пренебрегается $C_{ж} = 4200$ Дж/(кг·К).

Для оценки $P_{пред}$ в уравнениях движения воспользуемся выражением для напряжений, возникающих в сферической оболочке, давление внутри которой превосходит давление снаружи на величину $P_{пред}$ [17], $\sigma_{\Xi\Xi} = \sigma_{\varphi\varphi} = 0,5 \cdot P_{пред} \cdot R/h$, где h — толщина оболочки, R — ее радиус, причем $h/R \ll 1$. Используя данные для максимального напряжения в углеродистой стали обыкновенного качества $\sigma_v = 320$ МПа [16], можно получить, что $P_{пред} \approx 100$ бар. Начальное давление и температура во всех областях рассматриваемой системы (как внутри, так и снаружи) одинаковы и равны соответственно $P_0 = 1$ бар и $T_0 = 300$ К.

Характеристики запаздывающих нейтронов β_m, λ_m , используемые в уравнениях нейтронной кинетики, соответствуют делению урана тепловыми нейтронами [9].

РЕЗУЛЬТАТЫ КРИТМАССОВЫХ РАСЧЕТОВ

Результаты расчетов нейтронно-физических характеристик систем с различными концентрациями ДМ в воде приведены в табл. 1. Расчеты проводились по программе MCNP с константами из библиотек ENDL-78 и ENDF/BIV [18], при этом статистическая погрешность значений коэффициента размножения (1σ) составляла не более 1%. В таблице приняты следующие обозначения: m — масса ДМ; R — радиус облака продуктов коррозии ДМ в воде, при котором коэффициент размножения равен k ; l — эффективное время жизни мгновенных нейтронов; $k_{\max}$ — коэффициент размножения системы при распространении шлама по всему объему контейнера, в котором отсутствуют оболочки из кадмия и полиэтилена (затоплению контейнера предшествует пожар, что приводит либо к выгоранию, либо плавлению оболочек из кадмия и полиэтилена); $k_{\max\text{Cd}}$ — максимальный коэффициент размножения для контейнера с неповрежденными оболочками из кадмия и полиэтилена; γ_v — квазистатистический объемный коэффициент обратной связи.

Т а б л и ц а 1. Результаты критмассовых расчетов

Номер варианта	ДМ	m , кг	R , см	k	l , мкс	$k_{\max}$	$k_{\max\text{Cd}}$	γ_v
1	Pu	1	13,6	1,005	7,04	1,084	1,020	-0,35
2		2,5	13,6	0,998	2,64	1,216	1,144	-0,30
3		4	14,2	1,008	1,87	1,217	1,137	-0,22
4	U	4	11,0	0,997	1,93	1,297	1,224	-0,41
5		4	13,4	1,100	3,49	1,297	1,224	-0,40
6		4	20,0	1,297	12,00	1,297	—	-0,33

Анализ результатов критмассовых расчетов показал, что нейтронно-физические характеристики затопленных контейнеров с ДМ, имеющих оболочки из кадмия и полиэтилена и не имеющих их, заметно отличаются лишь коэффициентами размножения, соответствующими полному распространению продуктов коррозии по объему контейнера. Остальные нейтронно-физические характеристики у таких систем отличаются слабо (так, критические размеры облака взвеси частиц ДМ в пределах погрешности расчетов совпадают). Поэтому в табл. 1 все нейтронно-физические характеристики (за исключением $k_{\max\text{Cd}}$) приведены для систем без оболочек из кадмия и полиэтилена.

При расчете эффективного времени жизни мгновенных нейтронов по формуле [10]

$$l = \frac{\int d\vec{r} \int d\vec{v} \frac{1}{v} \Phi(\vec{r}, \vec{v}) \Phi^+(\vec{r}, \vec{v})}{\int d\vec{r} \int d\vec{v} \int d\vec{v}' \chi(v) v \Sigma_f(\vec{r}, v') \Phi(\vec{r}, \vec{v}') \Phi^+(\vec{r}, \vec{v})},$$

где $\Phi(\vec{r}, \vec{v})$ — плотность потока нейтронов; $\Phi^+(\vec{r}, \vec{v})$ — функция ценности нейтронов; $\chi(v)$ — спектр нейтронов деления; v — число нейтронов на одно деление; $\Sigma_f(\vec{r}, v)$ — макроскопическое сечение деления, использовалось приближение в виде функции ценности

$$\Phi^+(\vec{r}, \vec{v}) = 1, \quad r \leq R;$$

$$\Phi^+(\vec{r}, \vec{v}) = 0, \quad r > R,$$

где R — радиус облака продуктов коррозии. Рассчитанное таким образом эффективное время жизни оказывается близким к времени генерации нейтронов для облака взвеси частиц ДМ без окружающего его слоя воды, вычисленного через коэффициент размножения и время жизни нейтронов, рассчитанные по программе MCNP (для варианта с массой скорродированного в раствор плутония, равной 1 кг, время генерации для «голового» облака составляет 6,68 мкс).

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ И ИХ АНАЛИЗ

Результаты расчетов параметров СЦР, возникающей при затоплении контейнеров с ДМ для вариантов, отличающихся видом и массой ДМ, количеством имевшегося в полости контейнера газа, а также скоростью ввода реактивности, приведены в табл. 2. В этой таблице приняты следующие обозначения: m — масса ДМ; dk_{tot} — максимальная надкритичность системы, соответствующая распространению продуктов коррозии по всему объему контейнера; τ — время распространения облака взвеси от критического размера до размеров всего контейнера; χ_r — начальная объемная доля газа в контейнере; Q — полное энерговыделение в системе; N — полное число делений; T_{max} — максимальная температура в системе при завершении СЦР; P_{max} — максимальное инерциальное давление в жидкости; v_{max} — максимальная скорость разлета корпуса контейнера после разрушения; $t_{1/2}$ — полуширина импульса делений; dk_{max} — максимально достигнутая надкритичность системы.

Т а б л и ц а 2. Параметры СЦР в аварийном контейнере с ДМ

Номер вариан- та	ДМ	m , кг	dk_{tot} , %	τ , с	χ_r , %	Q , МДж	$N \cdot 10^{-17}$ дел.	T_{max} , К	P_{max} , бар	v_{max} , м/с	$t_{1/2}$, мс	dk_{max} , %
1	U	4,0	29,70	1,0	2,0	227,0	77,2	2970	91313	4811,3	0,08	28,556
2		4,0	22,40	1,0	2,0	171,4	58,3	2316	44534	2413,2	0,11	22,400
3		4,0	22,40	1,0	0,0	165,1	56,1	2242	40892	2233,5	0,39	22,400
4		4,0	22,40	1,0	10,0	187,7	63,8	2508	53279	2932,3	0,10	22,400
5		4,0	22,40	6,1	2,0	31,8	10,8	992	15559	193,9	0,09	10,058
6	Pu	1,0	8,40	1,0	0,0	1,9	0,6	350	105	4,3	2,10	1,222
7		1,0	8,40	1,0	0,5	2,9	1,0	379	107	4,3	3,04	1,223
8		1,0	8,40	1,0	2,0	4,9	1,7	430	101	4,1	4,00	1,221
9		1,0	8,40	1,0	5,0	8,4	2,8	524	101	4,1	4,20	1,219
10		1,0	8,40	1,0	10,0	12,8	4,4	643	101	4,1	4,30	1,217
11		1,0	8,40	0,1	2,0	8,2	2,8	519	218	9,9	0,90	2,477
12		1,0	8,40	0,3	2,0	5,8	2,0	454	122	4,5	1,98	1,689
13		1,0	8,40	3,0	2,0	4,9	1,7	430	101	4,1	7,60	0,989
14		1,0	8,40	10,0	2,0	4,9	1,7	430	101	4,1	15,30	0,849
15		2,5	21,60	1,0	0,0	2,8	1,0	368	116	4,5	0,97	1,217
16		2,5	21,60	1,0	2,0	5,5	1,9	432	102	4,3	1,50	1,218
17		2,5	21,60	1,0	10,0	14,4	4,9	648	101	4,3	1,70	1,213
18		2,5	21,60	0,1	2,0	10,3	3,5	547	524	21,6	0,37	2,467
19		2,5	21,60	10,0	2,0	5,5	1,9	432	101	4,3	5,60	0,851
20		4,0	21,70	1,0	0,0	3,6	1,2	369	121	5,5	0,81	1,136
21		4,0	21,70	1,0	2,0	6,8	2,3	432	120	5,8	1,28	1,137
22		4,0	21,70	1,0	10,0	16,4	5,6	618	102	5,1	1,40	1,133
23		4,0	21,70	0,1	2,0	13,9	4,7	570	884	32,6	0,29	2,185
24		4,0	21,70	10,0	2,0	6,1	2,1	419	101	5,1	4,70	0,828

Из всех используемых при расчетах исходных данных и констант наибольшую неоднозначность имеют величины: τ — характерное время распространения взвеси частиц ДМ во внутренней полости контейнера и χ_r — объемная доля выделившегося при коррозии ДМ газа, оставшегося в контейнере, либо газа, изначально находившегося в системе. Ввиду этого при расчетах характеристик возможных СЦР значения этих параметров варьировались. Пределы варьирования выбирались из следующих соображений. По темпам ввода реактивности наиболее быстрый, по мнению авторов, случай распространения облака от критического размера до размеров всего контейнера соответствует $\tau = 1$ с, в качестве предельного рассматривается случай с $\tau = 0,1$ с. Как наиболее медленный случай ввода реактивности рассматривается вариант с $\tau = 10$ с. Как показали расчеты, при таких временах распространения продуктов коррозии ДМ по объему контейнера параметры СЦР слабо зависят от скорости ввода реактивности (например, см. варианты 8, 13, 14). Объемная доля газа в полости контейнера варьировалась от 0 до 10%. Предварительные расчеты показали, что при более высокой объемной доле газа тепловое расширение жидкости будет компенсировать ввод реактивности, при этом мощность энерговыделения в контейнере будет практически постоянна, ярко выраженного импульса делений наблюдаться не будет, а время протекания СЦР довольно большое ($\gg 1$ с).

Проанализируем сначала варианты для систем с плутонием.

1. Максимальная температура в системе при завершении СЦР практически не зависит от концентрации продуктов коррозии плутония в воде (см. варианты 6, 15, 20 и др.).

2. С ростом объемной доли газа в полости контейнера полное энерговыделение увеличивается, хотя максимальная достижимая реактивность слегка уменьшается (см. варианты 7—10, 16, 17, 21, 22). Это объясняется тем, что при наличии в контейнере газа облако продуктов коррозии ДМ быстро расширяется, это приводит к уменьшению эффективного коэффициента размножения. При этом инерциальное давление в жидкости в некоторых случаях даже не превосходит предела прочности контейнера в течение всего импульса делений. При дальнейшем росте вводимой реактивности происходит постепенное увеличение температуры, что приводит, с одной стороны, к расширению жидкости, с другой — к повышению давления газа и, как следствие, полному растворению газа в воде (при объемной доле газа 10% полное растворение газа происходит при давлении ~ 6 бар); после этого давление в жидкости быстро растет с увеличением температуры, что, в конце концов, приводит к разрушению контейнера и прекращению СЦР.

3. Для вариантов с временем ввода реактивности > 1 с полное энерговыделение в СЦР не зависит от скорости распространения облака взвеси по объему контейнера, величина максимального давления в системе практически полностью определяется прочностью контейнера. При больших временах ввода реактивности (~ 10 с) наблюдается слабый импульс делений (максимальное значение эффективного коэффициента размножения лишь слегка превосходит значение, соответствующее состоянию критичности на мгновенных нейтронах), после чего практически на стационарном уровне мощности ($\sim 0,3+0,5$ МВт/л) происходит нагрев жидкости до тех пор, пока рост давления не приводит к разрушению контейнера и завершению СЦР (см. варианты 13, 14, 19, 24).

4. Заметный рост инерциального давления в контейнере наблюдается при очень малых временах ввода реактивности ($\sim 0,1$ с) (см. варианты 11, 18, 23).

Совсем другая картина наблюдается для систем с высокообогащенным ураном, т.е. для случая слабого источника нейтронов. При расчете параметров СЦР для контейнеров с ураном (90%) использовались нейтронно-физические характеристики вариантов 5 и 6 из табл. 1. В первых четырех вариантах в табл. 2 время установления устойчивой цепи делений равно времени распространения облака взвеси по всему объ-

ему контейнера, что соответствует очень большим значениям реактивности (до ~ 30%) на момент начала импульса делений. В варианте 5 с временем ввода реактивности 6,1 с величина введенной к моменту начала импульса делений реактивности составляет ~ 10%. Очевидно, что при уменьшении времени ввода реактивности до значений менее 1 с параметры СЦР не должны изменяться, так как в этом случае вероятное время установления непрерывной цепи делений в системе больше времени распространения облака взвеси по объему контейнера.

Полное энерговыделение в контейнере слабо зависит от объемной доли газа, и оно более чем на порядок превышает энерговыделение в контейнере с плутонием. Значения инерциального давления в жидкости во время импульса делений достигает огромных величин (более 10^4 бар), и эти значения не зависят от предела прочности контейнера.

В заключение отметим, что полученные в вариантах с ураном большие значения температур и давлений говорят о том, что для более корректных оценок параметров СЦР необходимо использовать УРС воды, соответствующее высоким температурам и давлениям.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе рассмотрен один из возможных сценариев возникновения СЦР в контейнере с ДМ в условиях затопления. Для данного сценария СЦР разработана приближенная физическая модель, описывающая процессы, происходящие во время импульса делений, и позволяющая оценить основные параметры СЦР: полное удельное энерговыделение в системе, максимальную мощность энерговыделения, полуширину импульса делений, максимальное давление в контейнере и др. Проведены расчеты для нескольких вариантов СЦР, отличающихся разными начальными условиями и скоростью ввода реактивности. Показано, что при затоплении контейнеров с плутонием максимальное энерговыделение в СЦР не превосходит 20 МДж, возникающие при этом давления в основном определяются прочностью контейнера; для контейнеров, содержащих высокообогащенный уран, получаемые значения полного энерговыделения возрастают примерно на порядок (до ~ 200 МДж) и соответствуют взрыву ~ 50 кг ТНТ, а давления превышают тысячи бар. Ясно, что для исключения последствий таких аварий достаточно в системах с ураном размещать внешние источники нейтронов либо детали из урана хранить совместно с деталями из плутония.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Харитон Ю.Б., Воинов А.М., Колесов В.Ф. и др. Аperiodические исследовательские импульсные реакторы. — В кн.: Вопросы современной экспериментальной и теоретической физики. — Л.: Наука, 1984, с. 103—119.
2. Кедров А.В., Ляпин П.С., Солонцов Л.Л. и др. Растворный импульсный реактор ИГРИК. — ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 1989, вып. 4.
3. Lescorche P.R. CRAC Expertiment al Study of Criticality Accidents. — Trans. Amer. Nucl. Soc., 1973, vol. 16, p. 163—164.
4. Вик О. Плутоний. Справочник. — М.: Атомиздат, 1973.
5. Ма Б.Н. Материалы ядерных энергетических установок. — М.: Энергоатомиздат, 1987.
6. Фролов В.П. Ядерно-физические методы контроля делящихся веществ. — М.: Энергоатомиздат, 1989.
7. Шабалин Е.П. Импульсные реакторы на быстрых нейтронах. — М.: Атомиздат, 1976.
8. Заграфов В.Г., Юферев В.И. Расчетные исследования критических параметров пространственной решетки, моделирующей хранение делящихся веществ. — ВАНТ. Сер. Импульсные реакторы и простые критические сборки, 1986, вып. 1, с. 3—13.
9. Хетрик Д. Динамика ядерных реакторов. — М.: Атомиздат, 1975.
10. Белл Д., Глестон С. Теория ядерных реакторов. — М.: Атомиздат, 1975.
11. Стумбур Э.А. Применение теории возмущений в физике ядерных реакторов. — М.: Атомиздат, 1976.

12. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. — М.: Наука, 1986.
13. Лукин А.В., Хмельницкий Д.В. Оценка интегральных параметров импульсов делений в растворных реакторах. — ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 1990, вып. 4, с. 32—36.
14. Таблицы физических величин. Справочник под ред. И.К. Кикоина. — М.: Атомиздат, 1976.
15. Васильев А.П., Крепкий А.С., Лукин А.В. и др. Оценка константной погрешности расчета критичности решеток из защищающих контейнеров с металлическими делящимися материалами. — ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 1991, вып. 4, с. 41—43.
16. Физические величины. Справочник под ред. Григорьева И.С. — М.: Энергоатомиздат, 1991.
17. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория упругости. — М.: Наука, 1987.
18. Briesmeister J. (Editor). MCNP. A General Monte Carlo Code for Neutron and Photon Transport, Version 3A. LA- 7396-M, Rev. 2 (September 1986).

СОДЕРЖАНИЕ

Босамыкин В.С., Малинкин А.А., Колесов В.Ф., Штарев С.К., Гладков В.С., Никитин И.А., Кошелев А.С., Одинцов Ю.М., Хоружий В.Х. Конструкция и физико-технические характеристики бустер-реактора БР-К1	3
Лукин А.В. Флуктуации энерговыделения в связанных импульсных реакторах при слабом источнике нейтронов	13
Хоружий В.Х. Пространственно-энергетическое поле нейтронов от центрального источника в помещении с бетонными стенами	24
Молитвин А.М., Борин И.П., Босамыкин В.С. Критериальные характеристики порогов разрушения оптически тонких плоских образцов из меди, никеля, титана, латуни и бронз в условиях воздействия теплового удара	30
Кошелев А.С., Маслов Г.Н., Одинцов Ю.М. Избранные пространственно-энергетические характеристики стационарного поля нейтронов снаружи активной зоны импульсного реактора БР-1	38
Лукин А.В., Хмельницкий Д.В. Оценка параметров СЦР при затоплении контейнеров с металлическими делящимися материалами	48

CONTENTS

Bosamykin V.S., Malinkin A.A., Kolesov V.F., Shtaryov S.K., Gladkov V.S., Nikitin I.A., Koshelev A.S., Odintsov Yu.M., Khoruzhy V.Kh. BR-K1 reactor construction and performances	3
Lukin A.V. Energy yield fluctuations in coupled pulsed reactors with weak neutron source	13
Khoruzhy V.Kh. Space-energetic field of neutrons from a central source in the concrete-walled room	24
Molitin A.M., Borin I.P., Bosamykin V.S. Criterion characteristics of the disruption thresholds for optically thin flat specimens from copper, nickel, titanium, brasses, and bronzes under heat impact effect	30
Koshelev A.S., Maslov G.N., Odintsov Yu.M. Selected space-energetic characteristics of the stationary neutron field outside the fuel core of the BR-1 reactor	38
Lukin A.V., Khmel'nitsky D.V. Evaluation of parameters of self-sustained chain reaction (SCR) in flooding of metal fission material containers	48

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

С е р и я: Физика ядерных реакторов

Выпуск 1

Ответственный за выпуск С.М. Зарицкий

**Технический редактор С.К. Сведлова
Корректор В.П. Горячева**

**Подписано в печать 14.03.96. Формат 70×108/16
Печать офсетная. Усл. печ. л. 6,0. Уч.-изд. л. 5,5+0,3 вкл.
Тираж 200. Индекс 3646. 6 статей. Заказ 26**

**Отпечатано в Российском научном центре «Курчатовский институт»
123182, Москва, пл. Академика Курчатова**

ISSN 0205—4671. Вопросы атомной науки и техники
Сер. Физика ядерных реакторов, 1996, вып. 1, 1—60