

621.039.5

В 74

РОССИЙСКИЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР
"КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ"

Российский федеральный ядерный центр – ВНИИЭФ

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

СЕРИЯ:

Физика

ядерных реакторов

ВЫПУСК

2000

2/3

621.039.5
В 74

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 2/3

**ИМПУЛЬСНЫЕ РЕАКТОРЫ
И ПРОСТЫЕ КРИТИЧЕСКИЕ СБОРКИ**

Москва – 2000



38089 1/8

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. Юферева

В настоящем выпуске сборника публикуются доклады, зачитанные на Харитоновских чтениях «Импульсные ядерные реакторы на пороге XXI века», состоявшихся в РФЯЦ-ВНИИЭФ (г. Саров, Нижегородская обл.) 03–07 апреля 2000 г., и 3 статьи (стр. 164–189). В представленных докладах освещены вопросы:

- совершенствования конструкций АИР, методов измерения характеристик этих устройств и методов диагностики состояния их топливных элементов;
 - анализа и систематизации имеющейся информации об АИР;
 - применений и безопасной эксплуатации АИР;
 - исследований с помощью АИР лазеров с ядерной накачкой и лазерных модулей;
 - разработки радиационных методов контроля ядерных материалов;
 - разработки систем безопасности при обращении с ядерными материалами на ядерно-опасных объектах.
- Другие доклады Харитоновских чтений будут опубликованы в ближайшем выпуске 2001 г. этой же серии сборника ВАНТ.

In the present edition collection there are published papers reported at the Khariton lecturing "Pulse Nuclear Reactors at the Door of the XXI-th Century" held in RFNC-VNIIEF (Sarov, Nizhni Novgorod region) on April 3–7, 2000 as well as three articles (pp.164–189). In the given lecturing reports the following issues are covered:

- Advancements of aperiodical pulse reactors (APR) structures, methods of these devices characteristics measurement and methods of diagnostics of their fuel cells state;
 - Analysis and systematization of the available information on APR;
 - Applications and safe operation of APR;
 - Studies of nuclear pumping lasers and laser modules with the aid of APR;
 - Developments of radiation methods of nuclear materials control;
 - Developments of safety systems at work with nuclear materials on the nuclear dangerous facilities.
- Other reports of the mentioned Khariton lecturing will be published in the nearest edition of the year 2001 of the same series of VANT collection.

ПРЕЗЕНТАЦИЯ МОНОГРАФИИ "АПЕРИОДИЧЕСКИЕ ИМПУЛЬСНЫЕ РЕАКТОРЫ"

В. Ф. Колесов
(РФЯЦ-ВНИИЭФ)

Монография "Аперiodические импульсные реакторы" написана в 1995–1997 годах по контракту МНТЦ № 073. В настоящее время во ВНИИЭФ по новому контракту МНТЦ № 1140 готовится ее издание на русском языке. Сигнальные экземпляры монографии уже напечатаны и с ними можно ознакомиться*.

В монографии подробно освещена тема аперiodических импульсных реакторов (АИР), получивших распространение в качестве мощных источников импульсной α -, γ -радиации. Дано описание АИР, действующих (или действовавших) в разных странах, рассмотрены принципы работы этих устройств, их применения в науке и технике. Подробно представлены теория, методы расчетов кинетики и динамики АИР, вопросы управления, метрологии и безопасности этой специфичной разновидности исследовательских реакторов.

АИР действуют в режиме коротких, подобных взрыву, вспышек делений, генерируемых в результате быстрого перевода реактора в надкритическое состояние по мгновенным нейтронам. Гасятся импульсы за счет отрицательной реактивности обратной связи, обусловленной ядерными, термомеханическими, радиационно-химическими, гидродинамическими и другими явлениями.

По своему назначению АИР рассчитаны на большое число (от нескольких сотен до тысяч) включений, поэтому за один импульс в них не должны происходить заметные необратимые изменения. В силу сказанного энерговыделение за импульс в АИР строго ограничено. В зависимости от типа реактора ограничения проявляются или по уровню температуры, или по уровню динамического нагружения структур активной зоны (АЗ) и корпуса.

Одним из важных аргументов, настроивших автора на труд написания монографии, явилось отсутствие в мировой литературе научного труда с полным изло-

жением темы АИР. Восполняя этот пробел, автор стремился привести в систему накопленный за десятилетия в разных странах опыт проектирования, строительства, расчетов и применений АИР, а также разрозненные сведения по анализу свойств перспективных новых вариантов АИР, отличающихся от действующих установок более высокими параметрами. В этих целях использованы материалы, опубликованные в российских и зарубежных журналах и сборниках, а также собственные работы автора по динамике и проектированию АИР.

Монография состоит из 6 частей суммарным объемом 1032 страницы большого формата (125 учетно-издательских листов).

Часть 1. Характеристики аперiodических импульсных реакторов. Перечень известных АИР отличается большим разнообразием. В 1-й части монографии представлена информация о различных типах действующих (или действовавших ранее) АИР, об особенностях их конструкций, о принципах действия и физических параметрах этих установок. Обсуждены вопросы безопасности АИР и способы генерирования импульсов делений в контексте общих процедур управления и накопленного опыта эксплуатации АИР. Приведены сведения о действующих комплексах АИР + ускоритель электронов, о бустерах и двухсекционных АИР, о факторах, ограничивающих энерговыделение за импульс, и требованиях к материалам АЗ. Дано описание экспериментального оборудования и методов измерения физических характеристик АИР. Значительное внимание уделено исследованиям кинетики АИР: долговременной нейтронно-температурной кинетики АИР, опытам по определению воздействий на переходные процессы в реакторах флуктуаций нейтронной плотности, блоков замедлителей и нейтронов, отраженных от стен реакторного зала. Затронуты результаты анализа вспышек мощности в реакторах SPERT и в растворных критических системах KEWB и CRAC, а также опыты с преднамеренно разрушительными вспышками делений. Дано описание работ

*Колесов В.Ф. Аперiodические импульсные реакторы. Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 1999.

по измерению выходов и спектров нейтронов и γ -лучей, пространственного распределения нейтронов вокруг реактора и других аспектов метрологии полей n -, γ -излучения в импульсных реакторах.

Широко распространенную разновидность АИР составляют быстрые импульсные реакторы. Как правило, АЗ этих реакторов изготавливаются из металлического урана или его сплавов. Основные достоинства быстрых АИР — их компактность, жесткий спектр нейтронов, близкий к спектру нейтронов деления, малая длительность импульса и высокая плотность потока нейтронов. Именно на критической сборке с металлической АЗ — в 1953 году на сборке Godiva в Лос-Аламосской национальной лаборатории США — впервые продемонстрирована возможность реализации АИР, т. е. импульсного реактора с внутренним гашением избыточной реактивности. После 6 лет работы, в течение которых было выдано более 1000 импульсов, сборка Godiva-I была заменена на Godiva-II.

Реактор Godiva-II был изготовлен и введен в ряд действующих установок в 1957 году в Лос-Аламосской лаборатории. Это был первый быстрый реактор, спроектированный специально для штатного производства импульсов делений. При проектировании Godiva-II, в особенности ее АЗ, был учтен опыт эксплуатации Godiva-I.

Конструктивные элементы, опыт эксплуатации Godiva-II и исследования по кинетике реакторов, выполненные на Godiva-II и ее предшественнике, во многом предвосхитили будущее развитие быстрых АИР и выявили наиболее важные особенности нейтронных переходных процессов в этих устройствах. Счастливый жребий первопроходцев и изобретательности ума разработчиков и исследователей первых быстрых АИР помогали поставить работы, которые не только были определяющими при последующем становлении импульсного реакторостроения, но и до сих пор, по прошествии 40 лет со времени их выполнения не утратили своей актуальности.

От этих работ, например, пошла цилиндрическая форма АЗ в последующих быстрых АИР, структура разбиения АЗ на элементы, форма реализации органов управления реактором, антикоррозионная защита и экранирование от рассеянных нейтронов. В тех же работах была выявлена важная роль термических напряжений и отраженных нейтронов в динамике быстрых АИР, исследованы особенности и роль флуктуационных явлений в реакторах при слабом источнике нейтронов, испытаны или предсказаны эффективные методы снижения вклада от медленного плута мощности в полное энерговыделение за импульс.

В 1961–1962 годах в США были построены новые импульсные реакторы — KUKLA, SPR, FRAN, близкие по конструкции к Godiva-II. Эти установки вместе с Godiva-I, Godiva-II составили первое поколение быст-

рых АИР с металлической АЗ. Во всех этих реакторах в качестве материала АЗ использовался нелегированный уран с обогащением 93,5% по ^{235}U .

Совершенствование материалов и конструкций быстрых АИР было продолжено и в последующие за строительством реакторов KUKLA, SPR, FRAN годы. Целью новых разработок было достижение более интенсивных и более удобных для проведения экспериментов полей импульсного n -, γ -излучения. В эти годы утвердилась форма АИР в виде правильного кругового цилиндра, состоящего из набора колец или дисков. В качестве материала АЗ стали использовать сплавы высокообогащенного урана с молибденом (массовая доля молибдена 1,5–10%). Эти сплавы отличаются хорошей фазовой и химической стабильностью в широком интервале температур и высокой прочностью по отношению к растягивающим напряжениям, в несколько раз превышающей прочность нелегированного урана. Указанные конструкции и материал АЗ имеют американские реакторы HPRR, MOLLY-G, Super KUKLA, SPR-II, APRFR, Godiva-IV, SPR-III.

В 1964–1965 годах были введены в эксплуатацию первые российские быстрые АИР с металлической АЗ: реактор БАРС-I (1964) во Всероссийском НИИ технической физики (ВНИИТФ), г. С.-Петербург, и реактор БИР (1965) во Всероссийском НИИ экспериментальной физики (ВНИИЭФ), г. Саров. При проектировании названных АИР был в полной мере учтен доступный по публикациям опыт американских коллег по изготовлению и эксплуатации реакторов типа Godiva. Это позволило российским специалистам миновать фазу строительства реакторов первого поколения и уже в первых образцах собственных АИР встать на уровень лучших на то время американских разработок. В названных первых российских быстрых АИР использовался легированный молибденом уран и число делений за импульс достигало уровня $1\cdot 10^{17}$. Это были типичные быстрые АИР второго поколения.

В 1969 и 1972 годах во ВНИИТФ введены в ряд действующих реакторы БАРС-2 и БАРС-3, имеющие в сравнении с БАРС-I ряд усовершенствований в конструкции и более высокие значения основных параметров импульсов. В 80-х годах там же были запущены быстрые АИР ЭБР-Л и двухсекционный быстрый АИР БАРС-5.

Во ВНИИЭФ в последующие за пуском БИР годы были введены в эксплуатацию быстрые АИР ТИБР (1970), БИГР (1977), БР-I (1978), ГИР (1984), ГИР-2 (1993) и БР-K1 (1994).

Хотя первые российские быстрые АИР БАРС-I и БИР проектировались под непосредственным влиянием зарубежного опыта, конструктивное выполнение этих реакторов, в особенности БИР, отличалось значительным своеобразием. В последующих российских разра-

ботках это свойство усилилось. Реакторам ВНИИЭФ БИГР и БР-1 присущи не только оригинальность конструктивного выполнения, но и рекордно высокий уровень важных параметров импульсов.

В реакторе БИГР в качестве топливного материала используется спрессованная достаточно однородная смесь двуокиси урана с графитом. Отношение числа ядер углерода к числу ядер ^{235}U в смеси составляет ~16. Обогащение урана изотопом ^{235}U равно 90%. Принятый состав уран-графитового топлива близок к оптимальному. В таком топливе четко проявляется связанное с фактором разбавления увеличение флюенса нейтронов за импульс, а спектр и время жизни мгновенных нейтронов остаются еще типичными для быстрых реакторов. Разбавление делящегося материала и допустимость разогрева АЗ до высоких температур позволили достигнуть в этом реакторе рекордно высоких для быстрых АИР флюенса нейтронов и дозы γ -излучения за импульс.

Во ВНИИЭФ с 1986 года действует реактор БАРС-5 — своеобразный быстрый АИР с двумя активными зонами.

Три быстрых АИР действуют в странах Западной Европы и в Китае — это английский реактор VIPER, французский CALIBAN и китайский CFBR-II. По конструктивному выполнению и принципу действия реактор VIPER существенно отличается от других быстрых АИР, хотя и не выпадает из их класса. Реактор CFBR-II является типичным представителем АИР первого поколения. Конструкция реактора CALIBAN типична для быстрых АИР второго поколения. Эти реакторы замыкают перечень быстрых АИР, известных автору монографии.

Одним из направлений расширения возможностей АИР во ВНИИЭФ стало включение их в состав комплексов с мощными: сильноточными ускорителями электронов. В течение 1984–1990 годов во ВНИИЭФ осуществлялась эксплуатация реактора ГИР совместно с ускорителем ЛИУ-10. В 1993 году реактор ГИР в этом комплексе заменен на более совершенный реактор ГИР-2.

За период эксплуатации комплекса ЛИУ-10–ГИР отработаны режимы устойчивого совместного функционирования двух различных по принципам действия физических установок. Освоены режимы, при которых цепную реакцию в реакторе инициируют нейтроны, генерированные либо во внешней (по отношению к АЗ) фотонейтронной мишени, либо в самой АЗ, облучаемой пучком электронов от ускорителя.

Опыт, приобретенный при эксплуатации ЛИУ-10–ГИР, был использован при создании следующего комплекса, введенного в эксплуатацию в 1993 году и включающего более мощные установки: ускоритель электронов ЛИУ-30 и импульсный реактор БР-1. На

этом комплексе, как и на ЛИУ-10–ГИР, достигнуто устойчивое функционирование двух сложных установок, имеющее результатом выход нейтронов $1 \cdot 10^{14}$ — с мишени ускорителя и ~ $5 \cdot 10^{17}$ — из АЗ БР-1 при расстоянии между композитной вольфрамовой мишенью ускорителя и центром АЗ не менее 0,9 м. Предполагается, что в будущем режим работы реактора совместно с ускорителем ЛИУ-30 будет распространен и на БР-1.

Выше рассмотрен обширный класс быстрых АИР. Наибольшее распространение среди АИР на тепловых нейтронах получили реакторы бассейнового типа, и прежде всего реакторы семейства TRIGA с АЗ из тройного сплава UZrH_x . Реакторы семейства TRIGA отличаются высокой безопасностью и удобством в применении. Безопасность этих реакторов гарантируется большим коэффициентом температурного гашения реактивности, высоким (до 1150 °С) пределом допустимой температуры и надежным удержанием продуктов деления даже в топливе без покрытия. Первый реактор семейства TRIGA достиг критичности в мае 1958 года в лаборатории Дж. Гопкинса. Тройной сплав уран–цирконий–водород использовался в массовом соотношении 8:91:1 соответственно. Обогащение урана — 20%-ное по ^{235}U .

К реакторам бассейнового типа относятся также АИР семейства SPERT. Как развитие направления, представленного вначале реакторами семейства SPERT, в США были построены АИР бассейнового типа PULSTAR и PBF, запущенные соответственно в 1964 и 1972 годах. К реакторам семейства SPERT относится также реактор CABRI, запущенный во Франции в 1963 году. Этот реактор в основных чертах сходен с АИР SPERT-IV.

Реактором бассейнового типа является также и АИР ACRR Саудийской национальной лаборатории США, представляющий собой синтез направлений развития АИР семейств TRIGA и SPERT. Реактор ACRR достиг критичности в 1978 году, его топливные элементы изготовлены из смеси окислов BeO-UO_2 .

К разряду наиболее мощных АИР относят гомогенные реакторы на тепловых нейтронах с диспергированным в графитовой матрице топливом. В мире действуют лишь два АИР этого типа: реактор TREAT (США) и ИГР (Казахстан), введенные в эксплуатацию еще в конце 50-х — начале 60-х годов.

Характерная особенность тепловых АИР с диспергированным в графите топливом — высокое, порядка 10^4 , значение отношения чисел ядер углерода и урана в АЗ, допустимое благодаря малому сечению захвата нейтронов в графите. Это свойство указанных АИР, а также возможность разогрева уран-графитового материала до высоких температур обуславливают достижимость в них очень высоких уровней флюенса нейтронов за импульс. При среднем повышении темпера-

туры уран-графитового топлива на 1500 °С средний по АЗ флюенс нейтронов за импульс равен $6 \cdot 10^{16}$ нейтр./см².

Уран-графитовые АИР отличаются необычайно большим отрицательным температурным коэффициентом реактивности, связанным с понижением сечений деления урана и рассеяния нейтронов на углероде с ростом температуры нейтронного газа в АЗ.

Одним из наиболее простых по конструкции АИР является реактор с АЗ из водного раствора солей урана в обычной воде. Идея реактора с растворным топливом была апробирована в 1953 году в кинетических экспериментах на Лос-Аламосском реакторе Супро, а затем — на экспериментальном гомогенном реакторе HRE в Ок-Риджской лаборатории США. Первые АИР этого типа — реакторы KEWB со сферическим и цилиндрическим корпусами — были реализованы в Лос-Аламосской лаборатории США и использовались в целях дальнейшего изучения динамического поведения растворных систем. Работы по программе KEWB были начаты в 1954 году и завершены в первой половине 60-х годов.

В последующие годы в России и Франции были введены в строй действующих исследовательские АИР этого типа: Россия — ВИР-1 (1964), ИИН-1 (1965), ИГРИК (1976); Франция — SILENE (1975). Конструкция типичного растворного АИР представляет собой сосуд цилиндрической формы с прочными стенками, заполненный до некоторой высоты топливным раствором. В качестве топлива используются отличающиеся хорошей стабильностью растворы уранил-сульфата или уранил-нитрата.

Позднее ВИР-1 был заменен на ВИР-2, а ВИР-2 — на более мощный АИР ВИР-2М (1979). Также ИИН-1 был заменен на ИИН-3 (1967) и на ныне действующий реактор "Гидра" (1971). В 1990 году во ВНИИТФ России запущен более сложный по конструкции и более мощный в сравнении с другими растворными реакторами АИР ЯГУАР.

В 1968 году Комиссариат по атомной энергии Франции инициировал обширное экспериментальное изучение ядерных всплесков в растворах. Эта программа, преследовавшая прежде всего цель получения данных для оценки последствий надкритических аварий с различными растворами уранил-нитрата, получила название CRAC (Consequences Radiologiques d'un Accident de Critique). Опыты программы CRAC предшествовали строительству во Франции АИР SILENE.

В 1980 году в Лос-Аламосской национальной лаборатории США сконструировано и прошло первые испытания растворное импульсное устройство SHEBA (Solution High Energy Burst Assembly), являющееся критической системой с предельно простой геометрией, с топливом в виде раствора флюорида урана с обогащением по ²³⁵U 4,8%. С декабря 1993 года в Лос-

Аламосской лаборатории действует новая версия критической системы SHEBA. Спроектированная по образцу прежнего устройства новая система SHEBA-II использует в качестве делящегося вещества тот же флюорид урана UO₂F₂ с обогащением урана по ²³⁵U — 5%. SHEBA-II действует в том же ангаре и имеет прежнюю цилиндрическую геометрию с центральным стержнем безопасности.

В 90-х годах в Японском исследовательском институте по атомной энергии запущены критические сборки STACY (Static Criticality Experiments Facility) и TRACY (Transient Criticality Experiments Facility), предназначенные для получения экспериментальной информации о поведении растворных систем в стационарных и переходных условиях.

Часть 2. Методы расчета АИР. Статистические параметры. Стохастическая и детерминированная кинетика АИР. Проектирование АИР и их запуск, как правило, связаны с проведением большого комплекса расчетов. Прежде всего с помощью расчетов определяются критические размеры АЗ, критическая загрузка ядерного топлива и реактивность органов управления реактором в зависимости от их положений. Устанавливаются спектр и пространственное распределение потока нейтронов, а также профиль температуры в реакторе. С помощью уравнений гидродинамики или термоупругости, термопластичности и т. д. находится связь смещений среды реактора с температурой, а с помощью метода возмущений реактивности — связь коэффициента размножения нейтронов со смещениями и температурой среды. На основании расчетов прогнозируются параметры импульсов делений и β -γ-излучений в зависимости от реактивности, возникающие в течение импульса делений механические напряжения и давления в среде АЗ и корпусе реактора. Оцениваются предельно допустимое энерговыделение в рабочих импульсах, вероятность возникновения аварийных ситуаций, пределы аварийного энерговыделения и последствия возможных аварий.

Подобные расчеты необходимы и при проведении поисковых исследований, имеющих целью предсказание свойств новых вариантов реакторов, наиболее перспективных по тем или другим параметрам.

Переходные процессы в АИР, как и в других типах ядерных реакторов, в любом случае можно отнести к одной из следующих областей кинетики реакторов:

- кинетики, в которой важна роль статистических флуктуаций плотности нейтронов;
- собственно кинетики реакторов;
- динамики реакторов.

Если импульсный реактор стартует со слабым источником нейтронов, то в начальный период его мощность чрезвычайно низка. На этой стадии важен учет статистических флуктуаций плотности нейтронов. Об-

ласть собственно кинетики реакторов объединяет явления, при которых плотности нейтронов и интенсивность делений в реакторе достаточно высоки, чтобы можно было не учитывать статистические флуктуации, и в то же время не настолько велики, чтобы нужно было учитывать влияние реактивной обратной связи.

Область собственно динамики реакторов объединяет все случаи нестационарных процессов, при которых нейтронные переходные явления сопровождаются изменениями температуры среды реактора. В этом наиболее сложном случае изменения мощности влекут за собой изменения реактивности, а они, в свою очередь, влияют на поведение мощности. Очевидно, что указанная картина должна наблюдаться лишь при высоком уровне мощности.

Задачи собственно кинетики реакторов едины для всех типов АИР. Если и встречаются в решениях этих задач применительно к разным типам АИР некоторые отличия, то они в большинстве случаев проистекают лишь из тех приближений, которые вводятся ради упрощения решения одних и тех же задач и которые, естественно, могут быть весьма специфичными для отдельных типов АИР.

Содержание 2-й части монографии посвящено, во-первых, рассмотрению решений задач стохастической кинетики, получаемых на основе общих уравнений баланса вероятностей. Значительное внимание уделяется также решениям в терминах ограниченных и бесконечных цепей делений.

В этой же части рассмотрены вопросы собственно кинетики реакторов. Дана беглая характеристика известных методов аналитического и численного решения точечных уравнений кинетики, уравнений пространственно-временной кинетики, а также специальных дифференциальных или интегральных уравнений кинетики, позволяющих точно учитывать деления, производимые замедленными, долго блуждающими в среде реактора нейтронами. Весьма детально освещены вопросы расчетов нейтронного фона в реакторных залах и учета влияния этого фона на параметры импульсов делений в АИР.

Рассмотрению указанных методов стохастической и детерминированной кинетики АИР предпослана сводка ядерно-физических данных по запаздывающим нейтронам и нейтронам от реакций (α, n) и (γ, n). Эти данные имеют первостепенное значение при рассмотрении переходных процессов в реакторах и вопросов генерирования импульсов делений.

Часть 3. Методы расчета АИР. Динамика различных типов импульсных реакторов. В этой части монографии продолжено начатое в предыдущей части рассмотрение теории и методов расчета переходных явлений в АИР. Содержание 3-й части посвящено ана-

лизу динамики различных типов АИР.

Теоретические вопросы собственно кинетики реакторов, рассмотренные во 2-й части, едины для всех типов АИР. В отличие от кинетики реакторов задачи собственно динамики АИР отличаются большим разнообразием, обусловленным различной природой источников реактивной обратной связи в отдельных типах АИР. Даже в самих уравнениях динамики известных типов АИР мало общего.

В общей постановке вопроса отрицательная реактивная обратная связь в АИР, ответственная за самогашение импульса делений, осуществляется в результате увеличения вероятности паразитного захвата или непроницаемой утечки нейтронов с ростом температуры и удельного объема материала АЗ, замедлителя и отражателя. Конкретно источником отрицательной обратной связи в АИР могут быть явления ядерные, термомеханические, радиационно-химические, молекулярные и т. п. Вид реализуемой в АИР реактивной обратной связи существенно зависит от пространственного (гомогенного или гетерогенного) распределения в АЗ топлива и замедлителя.

Описание динамики АИР на быстрых нейтронах с металлической АЗ выполняется в терминах механики сплошных сред и сводится в значительной степени к решению разнообразных задач динамической термолупругости. Динамика растворных АИР формулируется на языке уравнений гидродинамики и молекулярной физики. Уравнениями гидро- и газодинамики определяются также переходные процессы в наиболее форсированных режимах работы АИР, сопровождаемых деинтеграцией АЗ. Динамика уран-графитовых и бассейновых АИР в основном определяется уравнениями для ядерно-физических процессов.

Наряду с указанными вопросами в 3-й части монографии значительное внимание уделено также задаче расчета температур и деформаций в герметизирующих чехлах быстрых АИР, кинетике и динамике бустеров, анализу процедуры генерирования импульса делений при сильном источнике нейтронов, методикам расчета аварийных энерговыделений в быстрых АИР и т. д.

Часть 4. Двухсекционные реакторы. Двухсекционные реакторы являются объектом исследования во многих работах. В этих работах часто делается упор на обеспечение гарантий безопасности энергетических реакторов с расширенным воспроизводством топлива. Двухсекционные реакторные системы интенсивно обсуждаются также в применении к АИР.

Как было показано, двухсекционные АИР, в частности их разновидности – связанные системы из импульсного реактора и подкритической сборки (ПС), существенно расширяют возможности импульсных экспериментов на реакторах. Оснащение импульсного реактора связанной с ним ПС позволяет во много раз

увеличивать объем экспериментальной полости. Было показано также, что такого рода реконструкция АИР в большинстве случаев не влечет за собой существенного изменения переходных характеристик самого АИР и требований к его органам управления.

Ряд схем двухсекционных АИР был реализован в виде действующих установок или заложен в важные проекты, например в проекты мощных лазеров с ядерной накачкой. Из действующих двухсекционных установок прежде всего должны быть отмечены запущенный в 80-х годах во ВНИИТФ импульсный реактор с двумя АЗ БАРС-5 и связанная система из импульсного реактора АСRR и ПС с большой полостью FREC, действующая в лаборатории Сандиа, США (расположена эта система в Айдахо).

Проведение расчетных работ по двухсекционным АИР поддерживалось еще одним стимулом, пожалуй, более важным, чем отмеченная цель расширения полостей для облучения образцов. Этот стимул заключался в надежде уменьшить с помощью двухсекционных систем длительность импульсов излучения в реакторах. Важность этого стимула объясняется тем, что генерирование мощных импульсов n -, γ -излучения с требуемой для ряда опытов малой длительностью в реакторах с большими объемами сопряжено с очень серьезными трудностями.

В 1979 году во ВНИИЭФ было показано, что многократного уменьшения длительности импульсов можно достигнуть в двухсекционных АИР или бустерах с диодной, т. е. преимущественно односторонней нейтронной связью секций. Тогда же был предложен способ осуществления односторонней нейтронной связи благодаря использованию в одной из секций порогового делящегося вещества ²³⁷Np. В 1980–1981 годах был разработан основанный на этом предложении проект двухсекционного бустера-реактора "Каскад" (БР-К) с внутренней АЗ из сплава нептуния-237 с галлием и с внешней АЗ из сплава урана 36%-ного обогащения с молибденом.

В 4-й части монографии дано систематизированное изложение результатов указанных теоретических, экспериментальных и проектных работ по двухсекционным АИР. Представлены также основополагающие работы по теории связанных реакторов, а также результаты известных по публикациям экспериментов, выполненных на связанных реакторах или критических сборках.

Часть 5. Проекты АИР и бустеров с форсированными параметрами импульсов. Не уменьшающаяся до настоящего времени потребность в АИР со все более высокими флюенсами нейтронов, с большими объемами полостей для облучения образцов, с более короткими импульсами и с более разнообразными и гибкими спектральными характеристиками нейтронного

излучения стимулировала не только сооружение таких мощных АИР, как SPR-III, SPR-III-M, БР-1, БАРС-5, ИГР, БИГР, РВФ и АСRR, но и разработку ряда проектов лабораторных реакторных установок с предельно высокими параметрами импульсов.

Одним из наиболее серьезных сдерживающих факторов на пути прогресса АИР является ограниченная стойкость материалов АЗ по отношению к температуре и динамическим напряжениям. В связи с этим представляются перспективными АИР, в которых допускалось бы изменение формы и агрегатного состояния АЗ во время импульса делений, т. е. разбрасывание или разрушение АЗ при условии, что конструкция реактора гарантирует последующее автоматическое собирание топлива в исходную конфигурацию для производства очередного импульса.

В лабораториях США предложено несколько проектов этого типа АИР. Основная идея, заложенная в эти проекты, заключается в быстрой подаче топлива перед генерированием импульса в середину большого сосуда, способного противостоять высоким давлениям и сдерживать топливо при его разлете. В этом случае кинетическая и тепловая энергия от ядерной вспышки распределяется по большой площади стенок сосуда. Трудности осуществления этих проектов связаны с необходимостью обеспечения быстрого ввода большой избыточной реактивности, создания ограниченного прочными стенками пространства для разлета топлива и выбора самого топлива, сохраняющего стабильность в импульсах с очень высокой температурой.

Ввиду серьезности ограничений по механическим напряжениям всегда имел важное значение вопрос о создании конструкций АИР с пониженным уровнем механических напряжений или с более высокой стойкостью по отношению к ним. Во ВНИИЭФ было дано описание принципа действия и приведен результат расчета АИР с подвижными блоками отражателя нейтронов (реактор "Тайфун"). АЗ этого реактора в значительной степени освобождается от механического нагружения в импульсе за счет передачи кинетической энергии теплового удара отрывающимся от АЗ подвижным блокам.

В области источников ядерных и других типов излучений значительный интерес представляет вопрос о возможных путях усиления потоков или флюенсов радиации в определенном направлении. Интересен этот вопрос и в применении к АИР, поскольку положительный ответ на него автоматически означает улучшение условий экспозиции на АИР большегабаритных узлов техники. Эти узлы ввиду их громоздкости располагаются на заметном расстоянии от АЗ и, следовательно, — в области низких флюенсов нейтронов и γ -квантов.

Хорошо известны прожекторы — оптические уст-

ройства, великолепно реализующие указанные возможности. В области ядерной радиации вряд ли можно рассчитывать на реальное осуществление устройств с сильно выраженными свойствами "прожектора". Тем не менее не следует исключать возможности того, что какие-то приглушенно выраженные эффекты этого рода могут быть обнаружены.

В связи со сказанным был выполнен расчетный поиск эффектов "прожектора" в области быстрых нейтронов и γ -лучей. Исследовалась возможность усиления флюенсов нейтронов и γ -квантов от изотропных источников путем формирования направленных потоков излучений с помощью вогнутых рефлекторов. Указанный поиск не оказался тщетным. В результате расчетов с помощью метода Монте-Карло установлено существование заметно выраженных эффектов "прожектора" как для быстрых нейтронов, так и для γ -квантов. Несмотря на диффузный характер отражения быстрых нейтронов и γ -квантов от сред, вогнутые рефлекторы и в этой области отчасти сохраняют способность придавать излучениям определенную направленность и тем самым значительно усиливать флюенсы излучений на больших расстояниях от источника.

Перечисленные выше и некоторые другие устройства ориентированы на реализацию разнородностей АИР, рекордных по тем или иным параметрам. Большая часть этого рода проектов разработана в 60–70-е годы – в пору наиболее интенсивного строительства импульсных реакторов.

Описание указанных проектов и составляет содержание пятой части монографии.

Часть 6. Применения аperiодических импульсных реакторов в науке и технике. В этой части монографии рассматриваются практические применения АИР в науке и технике. АИР находят применение во многих научных исследованиях. С их помощью изучаются свойства короткоживущих нуклидов, запаздывающей радиации ядерных делений, биологические эффекты воздействия радиации на животных и растительные организмы, проводятся широкомасштабные исследования лазеров с ядерной накачкой. Показаны большие преимущества АИР при проведении экспериментов с использованием ультрахолодных нейтронов, а также возможность проведения с их помощью прямых опытов по измерению сечения реакции n - n рассеяния.

Еще более разнообразны применения АИР в исследованиях технической направленности. Одно из важных назначений АИР – обеспечение мощного источника ядерного излучения для моделирования воздействия радиации ядерного взрыва на материалы,

электронные приборы и биологические объекты, а также на само ядерное оружие. Важны проводимые с помощью АИР исследования переходных радиационных эффектов в датчиках потока нейтронов, температуры и давления, а также наблюдения общей реакции защитных устройств реакторов в условиях резкого изменения мощности. АИР незаменимы в качестве испытательных устройств при проведении исследований по безопасности реакторов. Обеспечивая отличающиеся в десятки тысяч раз скорости ввода энергии в образцы делящихся материалов, они очень интенсивно используются при изучении поведения твэлов энергетических реакторов и целых сборок твэлов в постулируемых аварийных переходных процессах. В последние полтора десятилетия именно эта область применений АИР отличается наибольшей интенсивностью и привлекает максимальные средства и усилия исследователей.

Автор стремится отразить по возможности все направления применений АИР – даже те из них, которые в последующие годы не получили распространения и в настоящее время представляют лишь исторический интерес. Последнее замечание относится преимущественно к чисто научным применениям АИР в области физики и химии, с энтузиазмом планируемым и осуществляемым с помощью АИР в первые годы действия этих установок. Теперь подобные исследования проводятся в основном с помощью иного рода источников нейтронов, отличающихся меньшей длительностью импульсов и более высоким средним по времени потоком нейтронов.

В первоначальных выполненных на АИР исследованиях по безопасности реакторов информация о поведении в возможных аварийных условиях энергетических или других стационарных реакторов извлекалась на основе наблюдения переходных процессов в самих АИР, близких к прототипам по составу и структуре. Позднее информацию этого рода стали получать преимущественно иным путем. Еще с шестидесятых годов по мере повышения мощности и флюенсов излучений АИР, а также совершенствования их инструментальной оснастки импульсные реакторы все интенсивнее используются в целях изучения поведения в переходных условиях одиночных или групп твэлов энергетических реакторов. Обширные программы исследований поведения твэлов в предполагаемых аварийных условиях выполнялись и выполняются в настоящее время на АИР "Гидра" (ИИН), БИГР и ВИР (Россия), ИР (Казахстан), TREAT, PBF, ACRR, SPERT-IV CDC (США), NSRR (Япония), CABRI (Франция), VIPER (Англия).

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ КРИТИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ СИСТЕМ С МЕТАЛЛИЧЕСКИМИ ДЕЛЯЩИМИСЯ МАТЕРИАЛАМИ И ЯДЕРНАЯ БЕЗОПАСНОСТЬ

В. Г. Заграфов, М. И. Кувшинов, В. И. Юферв
(РФЯЦ-ВНИИЭФ)

При работах с делящимися материалами важное значение имеет обеспечение ядерной критической безопасности, т. е. создания условий, исключающих несанкционированное возникновение самоподдерживающейся цепной реакции деления. Основой для решения задач ядерной безопасности служат экспериментальные данные о критических параметрах систем из делящихся материалов.

Работы по экспериментальному изучению критических параметров систем из делящихся материалов во ВНИИЭФ были начаты в конце 40-х годов под руководством Ю. Б. Харитона. Характерной особенностью первых экспериментов с металлическими делящимися материалами являлось малое количество последних, недостаточное для достижения критической массы. Поэтому на первом этапе исследований с делящимися материалами эксперименты по ядерной критической безопасности в основном заключались в измерении коэффициента умножения нейтронов Q сборкой, содержащей делящиеся вещества. Коэффициент умножения в экспериментах определялся как отношение потока нейтронов утечки из сборки с источником нейтронов в центре к потоку нейтронов из макетной сборки, в которой делящийся материал был заменен на неразмножающее нейтроны вещество.

Первые стенды для сборки размножающих систем были весьма простыми. Размножающие системы обычно имели сферическую форму. Делящийся материал размещался в центральной части размножающей системы и окружался отражателем нейтронов. Все детали изготавливались в виде полусфер. Детали из делящихся материалов имели небольшую центральную полость, в которую устанавливался источник нейтронов. На стенде размножающая система монтировалась в виде двух блоков: нижнего — неподвижного и верхнего, подвешенного над нижним на тросе. С помощью ручной лебедки верхняя часть размножающей сборки приближалась к нижней. Для предотвращения случайного быстрого смыкания частей размножающей сборки на

нижнюю диаметрально плоскость устанавливались металлические пластины. Толщина их менялась в процессе опыта. Это было единственным устройством аварийной защиты от возможного образования надкритической конфигурации размножающей системы за счет падения верхней ее части на нижнюю.

Как правило, опыты по измерению коэффициента умножения осуществлялись с целью определения условий ядерной критической безопасности при работах с тем или иным изотопом из делящегося материала. Их результаты использовались также для определения эффективных ядерных констант ^{239}Pu , ^{235}U , ^{238}U и делящихся материалов, необходимых для тестирования нейтронных расчетов.

Первый такой эксперимент с размножающей сборкой, содержащей металлический плутоний, был проведен группой сотрудников ВНИИЭФ в 1949 году на предприятии в Челябинске-40 [1]. В состав группы входили: Г. Н. Флеров, Ю. С. Замятин, Д. П. Шишов и А. А. Березин. Эксперимент проводился по описанному выше алгоритму сборки размножающей системы.

По мере накопления делящихся материалов и расширения экспериментальной базы критические опыты во ВНИИЭФ стали носить систематический характер. При этом главной задачей эксперимента являлось определение критических параметров размножающей сборки. В первой половине 50-х годов были изготовлены унифицированные комплекты полусферических деталей из ^{239}Pu , ^{235}U , ^{238}U , других инертных материалов, позволяющие собирать критические системы без отражателя и с отражателем различной толщины.

С целью повышения уровня безопасности выполнения критических экспериментов под руководством В. А. Давиденко был разработан специальный электромеханический стенд, получивший название ФКБН-1 [2]. Для его размещения было построено здание с мощной биологической защитой из бетона. Размножающая сборка (обычно сферическая) составлялась из двух полушарий: верхнего и нижнего. Каждое полуша-

рие по-прежнему вручную собиралось из полусферических слоев на стенде. При этом нижнее полушарие монтировалось на ложементе, имеющем возможность перемещаться в вертикальном направлении. Верхнее полушарие размещалось на толстой неподвижной стальной диафрагме. Приближение к критическому состоянию размножающей сборки осуществлялось путем медленного ($\sim 0,01$ см/с) подъема нижнего блока размножающей сборки к верхнему, вплоть до их смыкания. Система управления обеспечивала медленный дистанционный подъем нижнего блока при сближении частей размножающей сборки и автоматический сброс этого блока при возрастании потока нейтронов выше установленного предела. Сброс нижнего блока размножающей сборки осуществлялся за счет размыкания цепи электромагнита, притягивающего подвижный ложемент стэнда к траверсе механизма перемещения. Время срабатывания аварийной защиты составляло менее 0,1 с.

При некоторых фиксированных положениях нижнего блока, обычно характеризующихся размерами воздушной щели между частями размножающей сборки, подъем прекращался, измерялся установившийся поток нейтронов и вычислялся коэффициент умножения. Критическая геометрия определялась путем линейной экстраполяции к нулю зависимости $\Delta = 1000/Q$ от величины щели. Единица подкритичности $\Delta = 1$ ($Q = 1000$) называлась "ширшом" в честь Д. П. Широкова. Следует отметить, что эта единица очень удобна в практической работе с размножающими сборками и сразу же в единицах измерения реактивности $\beta_{\text{эф}} = 1$ "доллар" используется в практической работе с размножающими сборками во ВНИИЭФ по настоящее время.

С учетом опыта, накопленного в процессе работ на критическом стенде ФКБН-1, в 60-х годах под руководством Б. Д. Сиборова была создана новая конструкция стэнда — ФКБН-2М [2]. При этом существенно расширилось число измерительных методик, применяемых на стенде. В последующие годы ФКБН-2М и методики измерений постоянно модернизировались. Стэнд позволяет собирать системы массой до 2 т и диаметром до 1 м. В настоящее время на этом стенде проводятся эксперименты с критическими сборками.

На критических стендах ФКБН-1 и ФКБН-2М во ВНИИЭФ с разной степенью подробности были изучены более 1000 размножающих сборок. Из них около половины практически доводились до критического состояния. В этих экспериментах были получены обширные данные о критических массах металлических делящихся материалов с различным содержанием ^{235}U , ^{239}Pu в α - и δ -фазах с различным изотопным составом в системах без отражателя и с отражателем различной толщины из многих конструкционных материалов, а также из ^{233}U в оболочке из природного урана. В ка-

честве материалов отражателей было изучено около 30 веществ, наиболее часто встречающихся в производстве. Это вода, полиэтилен, медь, углерод, алюминий, железо, бетон, свинец, вольфрам, никель, карбид бора, цирконий, флексилас, полиэтилен, кадмий, диффузионное масло и др. Результаты этих измерений образуют банк данных для работ по обеспечению ядерной критической безопасности. В последнее время часть этих данных и результатов расчетов была включена в "Международный справочник оцененных тестовых экспериментов по критической безопасности" [3].

Описанные выше экспериментальные исследования были проведены с одной изолированной сборкой.

В 50-х годах в связи с расширением производства делящихся материалов возникла проблема обоснования ядерной критической безопасности при совместном размещении больших количеств изделий, содержащих делящиеся материалы (в хранилище или на транспортном средстве). Учет взаимодействия между системами с делящимися материалами трудно поддается экспериментальному изучению в условиях, близких к реальным. Поэтому в лабораторных условиях эксперименты с пространственными решетками из размножающих систем с делящимися веществами не проводились. Один такой весьма рискованный эксперимент был проведен лишь однажды в середине 50-х годов в одном из хранилищ [4]. Его проводила группа сотрудников ВНИИЭФ, в состав которой входили: Б. Д. Сиборова, В. Г. Заграфов, А. А. Ростовцев. В эксперименте было показано, что система, содержащая все хранившиеся в помещении контейнеры с делящимися материалами при максимально плотной их расстановке, является подкритической. В лабораторных условиях было проведено лишь несколько опытов по исследованию нейтронного взаимодействия двух шаров из ^{235}U в зависимости от расстояния между ними [5], результаты которых были использованы для проверки правильности расчетных методов определения критических параметров систем сложной геометрической формы [6].

В 1958 году был предложен и в 60-х годах реализован принцип обеспечения ядерной безопасности при хранении и транспортировке металлических делящихся материалов, не требующий соблюдения расстояний между контейнерами с делящимися материалами и ограничения общего их количества в помещении [7]. Это достигается включением в конструкцию контейнера поглощающего вещества в количестве, необходимом для компенсации размножения нейтронов делящимся материалом, таким образом, чтобы коэффициент умножения падающих на поверхность контейнера с делящимся материалом нейтронов не превышал единицы. В этом случае критическое состояние скопления контейнеров не достигается при любом конечном их числе независимо от плотности их размещения.

Необходимое количество поглотителя определялось из экспериментов с одной сборкой. Идея методики этих экспериментов заключалась в следующем. При окружении исследуемой сборки, содержащей делящееся вещество и поглотитель (при наличии источника нейтронов в центре сборки), дополнительной инертной оболочкой поток нейтронов из системы не изменяется или уменьшается, если количество поглотителя достаточно или больше требуемого (соответственно) для компенсации размножения нейтронов в делящемся веществе. По этой методике М. И. Кувшиновым была проведена большая серия экспериментов по подбору материала поглощающей оболочки, ее толщины, способа расположения относительно делящегося материала и других параметров для различных масс делящегося вещества. На основании результатов этих экспериментов были выданы необходимые рекомендации по параметрам "защитающих контейнеров", которые затем были разработаны во ВНИИЭФ и внедрены для хранения и транспортировки металлических делящихся материалов в атомной промышленности России.

Начиная с 70-х годов рекомендации по параметрам защитающих контейнеров выдаются на основании расчетных данных, выполняемых по методике Монте-Карло [8,9].

Основным итогом работ по обеспечению ядерной безопасности при изготовлении изделий с металлическими делящимися материалами на предприятиях отрасли за 50-летний период можно считать полное предотвращение каких-либо случаев возникновения самоподдерживающейся цепной реакции деления при проведении технологических процессов, курируемых ВНИИЭФ и ВНИИТФ.

О большом значении, которое придается в последнее время работам по обеспечению ядерной критической безопасности, свидетельствует развивающееся международное сотрудничество в этой области. Все указывает на то, что вопросы ядерной безопасности в обозримом будущем не утратят своей актуальности.

Это диктует необходимость сохранения и развития экспериментальной базы в Российских федеральных ядерных центрах для проведения этих работ на современном научном и методическом уровне.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Станцо В. Критмасса. События в полусферах. — Техника молодежи, 1995, № 2, с. 21–29.
2. Воинов А. М., Егоров В. П., Запольский А. Е. и др. Стенд для исследования нейтронно-физических характеристик простых критических сборок. — ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 1992, вып. 2, с. 21–29.
3. International Handbook of Evaluated Criticality Experiments. — Nuclear Energy Agency. OCDE. Paris, 1995.
4. Воинов А.М., Заграфов В.Г., Кувшинов М.И., Юферев В. И. Исследования по ядерной безопасности во ВНИИЭФ (обзор). — Высокие плотности энергии. Саратов: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 1997, с. 95–106.
5. Кувшинов М. И., Свиборский Б. Д. Исследования взаимодействия шаров из делящегося вещества. — Атомная энергия, 1967, т. 22, вып. 4, с. 312–313.
6. Заграфов В. Г. Метод оценки критических параметров тел произвольной формы из делящегося вещества. — Атомная энергия, 1960, т. 8, вып. 1, с. 23–29.
7. Заграфов В. Г., Юферев В. И. Основные принципы обеспечения ядерной безопасности при хранении и транспортировке делящихся материалов. — ВАНТ. Сер. Теоретическая и прикладная физика, 1993, вып. 3, с. 3–6.
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. Михайлов Г. А. Расчеты критических систем методом Монте-Карло. — Журнал вычислительной математики и математической физики, 1966, т. 6, № 1, с. 71–89.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ КОМПЛЕКС ЛМ/БИГР

В. Н. Богданов, А. Г. Василенко, В. В. Жеребцов, В. В. Иванов, М. И. Кувшинов, А. Е. Лахтиков,
В. С. Майорников, А. Б. Моденов, А. В. Никулин, В. А. Нор-Аревян, А. Н. Покало, А. Н. Сизов,
А. А. Синянский, И. Г. Смирнов, С. Л. Турутин, М. В. Хлестков
(РФЯЦ-ВНИИЭФ)

Для исследований по проблемам лазеров с ядерной накачкой (ЛЯН) импульсные реакторы самогасящегося действия (ИРСД) ВНИИЭФ начали использоваться в конце 60-х годов (примерно в одно время с аналогичными исследованиями в США).

Программа исследований состоит из двух основных частей. Первая часть предполагает изучение фундаментальных проблем преобразования энергии ядерных частиц (в том числе осколков деления) в оптическое излучение. Целью второй части является создание энергоемких, автономных ядерно-оптических преобразователей непрерывного или частотно-импульсного действия, работающих в течение нескольких секунд и более, для стимулирования промышленных технологий.

Реализация такой программы в общих чертах должна включать в себя получение на начальном этапе лазерной генерации в небольших объемах и, как правило, при высоких импульсных мощностях накачки с последующим снижением порога генерации, увеличением длительности импульса накачки, возрастанием длины лазерной кюветы и количества кювет в экспериментальной сборке. Успешное решение проблем генерации в многоканальном лазерном модуле, работающем совместно с ядерным реактором, позволяет начать работу по определению конструкции соответствующего ядерно-оптического устройства.

На каждом из этапов такой программы требования к источнику излучения, обеспечивающему ядерную накачку, различны. Отметим, что ВНИИЭФ в настоящее время располагает необходимым разнообразием ИРСД, совокупный набор которых обеспечивает возможность реализации программы исследований ЛЯН.

Первый этап исследований – поиск лазерно-активных сред, эффективных и работоспособных в условиях накачки осколками деления урана и другими ядерными излучениями требует высоких мощностей накачки и проводится на имеющихся во ВНИИЭФ импульсных реакторах на быстрых и промежуточных нейтронах.

Благодаря своим уникальным параметрам и условиям проведения экспериментов импульсный ядерный реактор (ИЯР) БИГР позволяет проводить исследования по второй части программы, т. е. по определению облика реактора-лазера (РЛ) непрерывного действия. По флюенсу нейтронов и дозе гамма-излучения БИГР более чем в 10 раз превосходит все действующие ИРСД на быстрых нейтронах. Совокупность реализованных режимов работы, базирующихся на использовании в разной пропорции "самогашения" и программно-управляемого "внешнего" регулирования реактивности, предоставляет большие возможности в гибком варьировании временного темпа генерирования энергии в АЗ реактора: от колоколообразного импульса длительностью 2 мс до прямоугольного длительностью 0,5 с и более.

Для проведения второго этапа исследований по проблеме ЛЯН в 1994 году был изготовлен, смонтирован и отлажен экспериментальный комплекс ЛМ-4/БИГР. Комплекс представляет собой совместно работающие лазерный модуль ЛМ-4 и быстрый импульсный графитовый реактор БИГР [1], который в квазиимпульсном режиме обеспечивает формирование "плосковершинных" импульсов нейтронного излучения длительностью около 1,5 с необходимыми уровнями нейтронного потока.

Лазерный модуль ЛМ-4 является демонстрационным 4-канальным газовым лазером непрерывного действия с ядерной накачкой. Рабочим веществом лазера является смесь инертных газов с абсолютным давлением до 2,5 бар. Выбор состава и давления газовой смеси был сделан на основании результатов предыдущих экспериментов по поиску и оптимизации лазерных сред [2].

Спецификой ЛМ-4 является возможность прокачки газовой смеси через лазерные каналы. Проходя через них между слоями пленочного топлива во время импульса реактора, газ подвергается ионизирующему

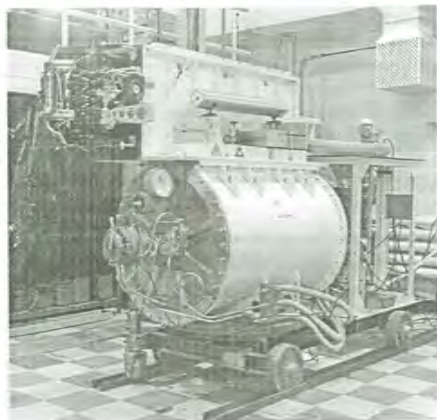


Рис. 1. Общий вид ЛМ-4

воздействию осколков деления ядер урана, возбуждает и генерирует оптическое излучение. При помощи устойчивого плоскоферического оптического резонатора в каждом канале излучение формируется в пучок высококогерентного электромагнитного излучения инфракрасного диапазона. Охлаждение лазерно-активной смеси в модуле осуществляется при ее прокачке на пластинчатых теплообменниках (радиаторах), установленных между лазерными каналами, за счет их собственной теплоемкости.

Общий вид ЛМ-4 представлен на рис. 1. На подвижной тележке установлены прокачивающее устройство (ПУ) и рабочая зона, имеющие возможность разворота в "транспортное" и "рабочее" положения. Подвижная тележка позволяет приблизить модуль к реактору на заданное расстояние или переместить его в обслуживаемое помещение.

Поперечный разрез ПУ и рабочей зоны изображен на рис. 2. Прокачивающее устройство представляет собой круговой однопластный насос поршневого типа, способный создать избыточное давление 80 мм рт. ст. Длина лопасти 1090 мм, внутренний диаметр ПУ 800 мм. Полный поворот лопасти осуществляется из угла 270°. Между лопастью и корпусом ПУ установлено фторопластовое уплотнение. Вал привода лопасти установлен на "сухие" подшипники, исключающие загрязнение внутреннего объема.

Оригинальной конструкцией является рабочая зона ЛМ-4. В герметичном стальном корпусе размещены блоки замедлителя из органического стекла и кассета с четырьмя лазерными каналами. Сами каналы образованы боковыми поверхностями топливных элементов и разделены друг от друга сборками из пластинчатых радиаторов. В поперечнике один лазерный канал имеет размеры 60х20 мм, активная длина канала составля-

ет 1000 мм. Топливные элементы представляют собой алюминиевые пластины, на которые нанесен слой металлического урана 90%-ного обогащения. На слой топлива напылена в большой степени прозрачная для осколков деления защитная пленка из алюминия, которая препятствует эжекции ядер топлива из слоя в объем газа. Со стороны реактора корпус рабочей зоны имеет пластины борной защиты, уменьшающие влияние на активную зону реактора близко расположенного ЛМ-4.

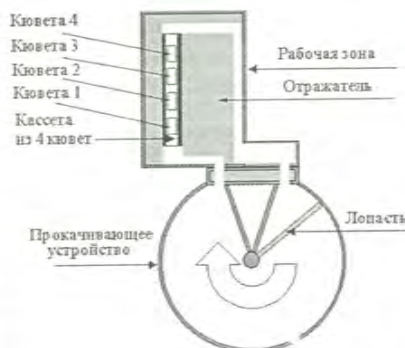


Рис. 2. Схема поперечного разреза ЛМ

Работоспособность модуля ЛМ-4 обеспечивает его автоматизированная система технологического контроля "Технология", которая включает: систему перемещения, систему вакуумирования и газонаполнения, систему прокачки газовой среды, систему формирования оптического поля, систему регистрации и синхронизации с реактором.

Система перемещения автоматически контролирует движение ЛМ-4 из измерительного в реакторный зал и обратно, а также разворот лазерного модуля из транспортного положения в рабочее и обратно.

Система вакуумирования и газонаполнения обеспечивает вакуумирование рабочей зоны модуля до остаточного давления $5 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст. с последующим ее наполнением газовой смесью любого процентного состава до абсолютного давления 2,5 бар.

Система прокачки с помощью гидропневматического привода производит прокачку газовой смеси через рабочую зону модуля со скоростями от 4 до 10 м/с. При скорости газа 10 м/с длительность стационарного режима прокачки (т. е. без учета разгона и остановки) не менее 3 с.

Система формирования оптического поля позволяет производить автоматическую и дистанционную юстировку зеркал резонаторов и зеркал вывода лазерного излучения из реакторного зала в измерительное

помещение. Она включает в себя оптические средства модуля, зеркала вывода излучения из реакторного зала, оптическую схему регистрации и юстировочную схему на отдельных столах в измерительном помещении.

Юстировка поворотных зеркал оптического тракта выполняется дистанционно с помощью фотовизиров и программно-аппаратного комплекса "Юла", который автоматически анализирует пространственное положение вращаемого сканатором луча юстировочного лазера относительно входного отверстия диафрагмы фотовизиров. Положение конкретного поворотного зеркала анализируется по величине светового потока на оптическом раземе световода соответствующего фотовизира и отображается на мнемосхеме, предназначенной для визуального контроля процесса юстировки. Юстировка зеркал резонатора модуля производится по методике совмещения прямого и отраженного лучей.

Автоматизированная система регистрации позволяет выбирать конфигурацию измерительных средств и задавать режим работы аппаратуры, производящей экспресс-анализ полученной информации. С ее помощью во время эксперимента измеряется динамика изменения и плотность поля тепловых нейтронов с привязкой к геометрии рабочей зоны модуля, динамика потока прокачиваемой через каналы газовой смеси, разогрев топливных элементов модуля, интегральная по спектру и времени энергия лазерного излучения, а также мощность и форма импульса лазерного излучения во времени в нескольких спектральных диапазонах в каждом канале.

Система синхронизации формирует сигналы "Пуск лопасти" и "Пуск ИИС" (информационно-измерительной системы) спустя предварительно установленный интервал задержки от пускового сигнала системы управления и защиты БИГР. Время задержки может быть установлено в диапазоне 1 мс – 60 с дискретностью 1 мс путем ввода с клавиатуры управляющей микроЭВМ.

Система технологического контроля ЛМ-4 "Технология" включает пульт дистанционного управления и технологический крейт. Она реализована на базе микроЭВМ, для чего разработано специализированное программное обеспечение.

В экспериментах модуль размещался в зоне облучения ядерного реактора БИГР. В специальном режиме реактор БИГР генерирует затяннутые импульсы длительностью около 1,5 с, при этом флюенс тепловых нейтронов в модуле ЛМ-4 составляет $\sim 6 \cdot 10^{14}$ нейтр./см², а удельная мощность накачки – до 20 Вт/см³ в секундном пуске.

Результаты первых экспериментов, проведенных на комплексе, представлены на Второй международной конференции ЛЯН-94 [3]. Впервые в мире на практике продемонстрирована непрерывная генерация в лазерах с ядерной накачкой и показана эффективность спосо-

ба поперечной прокачки газа. Решены основные конструктивные и технологические проблемы организации такой прокачки. Длительность генерации определялась длительностью импульса облучения реактора БИГР. Генерационные характеристики в канале и при перетекании газа из канала в канал не ухудшались во времени.

Мощность лазерного излучения с одного канала достигала 15–20 Вт, а энергия лазерного излучения из четырех каналов установки составляла 100–150 Дж. В настоящее время эти энергетические характеристики для лазеров с ядерной накачкой являются рекордными.

Важной особенностью экспериментального комплекса является реализованное автоматизированное и дистанционное управление всеми его технологическими системами при помощи электронно-вычислительных машин с системами контроля и настройки в условиях интенсивного реакторного облучения.

В настоящее время продолжают исследования на комплексе ЛМ/БИГР с усовершенствованными и новыми 4- и 8-канальными модулями ЛМ-4М и ЛМ-8, направленные на изучение возможности сложения многолучевого светового излучения в единый луч. Прорабатываются методы "прямого сложения" (параллельного и последовательного). Принципиальные схемы такого сложения приведены на рис. 3. Подобные методы оказываются предпочтительнее при возрастающих размерах РЛ, когда возникают трудности с применением методик, использующих общее зеркало.

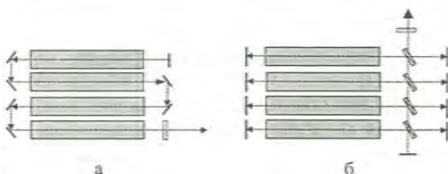


Рис. 3. Составные резонаторы: а – вариант последовательного сложения канала; б – вариант параллельного сложения канала

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Харитон Ю.Б., Воинов А.М., Колесов В.Ф. и др. Аperiodические исследовательские импульсные реакторы. – Вопросы современной экспериментальной и теоретической физики. Л.: Наука, 1984, с. 103–119.
2. Mel'nikov S.P., Sinyanskii A.A. – Laser and Particle Beams. 1993, vol. 11, N 4, p. 645–654.
3. Труды 2-й международной конференции "Физика ядерно-возбуждаемой плазмы и проблемы лазеров с ядерной накачкой". Т. 2, Арзамас-16: ВНИИЭФ, 1995, с. 179–185.

ИМПУЛЬСНЫЕ РЕАКТОРЫ-ЛАЗЕРЫ С ЯДЕРНО-ОПТИЧЕСКОЙ НАКАЧКОЙ

А. М. Воинов, Л. Е. Довбыш, В. Н. Кривоносов, А. Н. Сизов,
А. В. Синицын, А. А. Синянский
(РФЯЦ-ВНИИЭФ)

Ядерные устройства работают в настоящее время в основном в двух интервалах температур: верхнем — с температурами $\sim 10^6$ К, достигаемыми в ядерных взрывах, и нижнем — при температурах в несколько сотен градусов, реализуемых в различных типах ядерных реакторов. Использование верхнего предела в практических целях связано с серьезными техническими трудностями. Нижний предел широко используется в атомных электростанциях и других ядерных установках, но обладает низкой термодинамической эффективностью. Увеличение рабочей температуры до нескольких тысяч градусов может открыть принципиально новые возможности в использовании ядерной энергии. Одним из таких путей является использование свечения образующейся "ядерной плазмы" для оптической накачки лазерных сред.

НАКАЧКА ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ ЯДЕРНОЙ ПЛАЗМОЙ

Термином "ядерная плазма" обозначена низкотемпературная ($T \sim 10^4$ К) плазма, образующаяся при поглощении энергии ядерных реакций в различных газах (или их смесях). Первые экспериментальные исследования параметров такой плазмы проведены в ВНИИЭФ в 1968 году. Источником энергии являлись ядерные реакции, протекающие под действием нейтронных потоков импульсных ядерных реакторов в изотопах, входящих в состав газовой среды (^3He , ^{10}B), либо в изотопе ^{235}U , нанесенного в виде тонкого, прозрачного для осколков деления, слоя на внутреннюю поверхность ампулы с исследуемым газом. Получена и исследована плазма с температурой $\sim 10^4$ градусов в инертных газах, их смесях, в воздухе и трифториде бора. Полученная в экспериментах температура газов составила 6100–6700 К в гелии, 9000–9800 К в криптоне, 9100–10500 К в ксеноне, от 4000 до 6000 К в других газах. Исследования показали, что ядерная плазма светит в основном, как абсолютно черное тело. Значителен и линейчатый спектр, характерный для рассматриваемых газов. Спектральные и удельные энергетические параметры ядерной плазмы аналогичны пара-

метрам электроразрядных ламп, используемых для оптической накачки лазеров.

Более высокие энергетические параметры могут быть получены при использовании газовых сред на основе гексафторида урана (обогащенного по изотопу ^{235}U) в смесях, например, с ксеноном. Это позволит существенно повысить КПД устройства за счет более полного (в сравнении с урановыми слоями) поглощения энергии деления урана.

В ряде работ, проведенных во ВНИИЭФ, изучалось поведение различных лазерных элементов (стержни, волокна, пластины) в условиях жесткого реакторного облучения (при плотности потока нейтронов 10^{17} – 10^{18} нейтр/(см 2 ·с), интенсивности потока $\sim 10^9$ Р/с). Найденны лазерные среды и оптические материалы, обладающие высокой радиационной стойкостью [1]. По инициативе и с участием ВНИИЭФ на ряде предприятий освоены технологии изготовления радиационно-стойких оптических материалов. Генерация лазерного излучения осуществлена на неодимовых активных элементах ($\lambda = 1,06$ мкм) с накачкой оптическим излучением ядерной плазмы [2].

Показано, что использование ядерной энергии для оптической накачки лазеров на основе неодима принципиально не отличается от традиционного электролампового способа и в определенных условиях (при создании мощных и сверхмощных лазеров) может иметь существенные преимущества. Они определяются высокой интегральной и удельной энергоемкостью ядерных реакторов, относительной простотой лазерных устройств, широкими возможностями оптимизации спектральных и энергетических характеристик ядерной плазмы, в том числе ее люминесцентных свойств.

На основе проведенных экспериментальных исследований и расчетно-теоретических проработок предложены конструкции нескольких типов реакторо-лазеров на твердотельных лазерных элементах (неодимовых стеклах) с накачкой ядерной плазмой. Такие реакторы-лазеры могут быть использованы в научных исследованиях, в новых промышленных технологиях, в исследованиях по проблеме лазерного термоядерного синтеза [2] и т. д.

35089 У/к

ИМПУЛЬСНЫЕ РЕАКТОРЫ-ЛАЗЕРЫ НА ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ЭЛЕМЕНТАХ С НАКАЧКОЙ ЯДЕРНОЙ ПЛАЗМОЙ

Реактор-лазер с энергией излучения в импульсе более 10^6 Дж удобно выполнить в виде модульной конструкции. При этом энергия лазерного излучения одного модуля может составлять от 10^5 до 10^6 Дж, количество в зависимости от требуемой суммарной мощности — от 5–6 до 10–20 модулей. Модули размещаются в реакторной матрице, включающей ядерное топливо, органы управления установкой, элементы замедлителя, отражателя, защиты и т. д.

Лазерный модуль. Модуль включает ~100 неодимовых стержней диаметром 45 мм и длиной 1200 мм, расположенных в гексагональной решетке с шагом ~80 мм (рис.1, а). Пространство между стержнями заполнено газовой смесью гексафторида урана и ксенона в соотношении ~1:4 при суммарном давлении ~2 ата. Образуемая под действием нейтронного импульса ($\Phi \sim 3 \cdot 10^{14}$ нейтр./см², $t \sim 3$ мс) плазма обеспечивает эффективную и однородную накачку стержней. Энергия накачки составляет ~16 МДж, суммарная энергия лазерного излучения модуля ~400 кДж (КПД ~2,5%).

Вся конструкция помещается в цилиндрический корпус (сплав Э-110 или Э-125) диаметром 800 мм и длиной 1200 мм. В режиме свободной генерации роль зеркал резонаторов могут выполнять металлические или диэлектрические покрытия на торцах лазерных стержней. Возможно применение выносных зеркал.

Ближние (несколько ниже) характеристики можно получить в модуле аналогичной геометрии при использовании для нагрева ксеноновой плазмы урановых слоев (рис.1, б). Урановые слои в этом случае наносятся на радиаторы, периодически размещенные в решетке неодимовых стержней. Шаг решетчат при этом должен быть несколько увеличен (до 90–100 мм), количество лазерных элементов соответственно снижается до 60–70, а энергия лазерного излучения — до ~250 кДж. При этом увеличиваются потери энергии осколков при поглощении в радиаторе-подложке и снижается эффективность оптической накачки, что потребует увеличения ядерной энергии почти в 10 раз. Тем не менее такой способ может оказаться более предпочтительным по соображениям технической чистоты, производственной и экологической безопасности.

Аналогичный по конструкции модуль диаметром ~1200 мм, включающий ~200 неодимовых стержней, обеспечит в тех же условиях выход лазерного излучения на уровне 600–800 кДж.

Следует отметить, что рассматриваемые модули обладают заметным коэффициентом размножения нейтронов, что дает определенный вклад в суммарную реактивность системы и позволяет уменьшить загрузку "балластного" топлива в реактор.

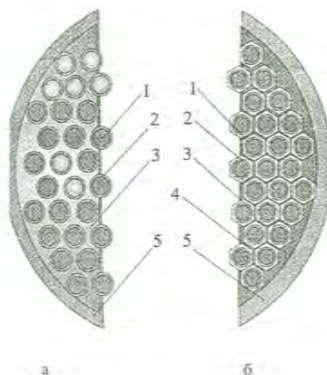


Рис. 1. Схема лазерного модуля: а — с гексафторидом урана; б — с урановыми слоями; 1 — лазерные элементы; 2 — ультрафиолетовые фильтры; 3 — "ядерная лампа"; 4 — радиаторы с урановыми слоями; 5 — корпус модуля

Реактор-лазер с энергией лазерного излучения ~10 МДж. Такую энергию может обеспечить установка (рис.2), включающая 18 модулей, расположенных в 6 каналах в трех ярусах (лазерное излучение направлено радиально относительно оси установки). В центральной части располагается "запальный" реактор с органами управления. Периферийные реакторные модули позволяют повысить и выровнять нейтронные потоки в лазерных модулях. Все элементы установки размещаются в матрице-замедлителе нейтронов и составляют единую связанную ядерно-физическую систему. Длительность импульса ядерных делений и лазерного излучения в режиме свободной генерации может составлять 1–10 мс.

Разделение функций в ядерной физической установке: "запальный реактор" с органами управления, определяющий основные энергетические и временные характеристики; периферийные размножающие системы ("бустеры"), обеспечивающие поддержание равномерного нейтронного потока; специализированные лазерные модули, обеспечивающие генерирование лазерной энергии, — дает широкие возможности для обеспечения требуемых режимов работы и параметров установки в целом.

Установка имеет совмещенную с корпусом биологическую защиту и, кроме того, размещается в бетонном каземате. Лазерное излучение выводится через оптические окна в смежный зал, где радиационное воздействие на персонал и аппаратуру не превышает допустимых пределов. Характерные линейные размеры такой установки ~3 м, суммарная масса до 100 т.

По аналогичной схеме могут строиться работающие в миллисекундном диапазоне длительностей импульсов реакторы-лазеры с энергией лазерного излучения как более, так и менее приведенной (10 МДж).

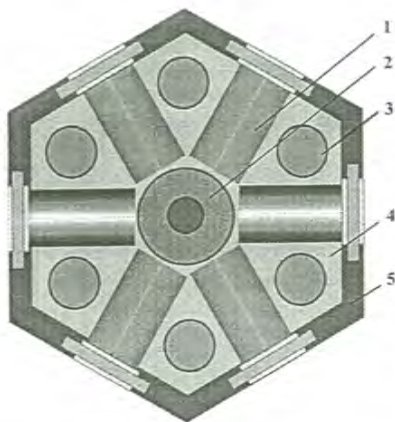


Рис. 2. Реактор-лазер с энергией излучения ~ 10 МДж: 1 – лазерный модуль; 2 – запальный реактор; 3 – периферийный реакторный модуль-размножитель; 4 – замедлитель нейтронов; 5 – корпус-биозащита

Предварительные оценки показывают, что излучение такого многоканального неодимового реактора-лазера может быть успешно применено для оптической накачки лазерных элементов на основе, например, эрбия ($\lambda = 1,54$ мкм) [3]. В устройстве с реактором-лазером на основе неодима с энергией ~10 МДж и системой генератор-усилитель на основе эрбия могут быть получены монопольные лазерного излучения с энергией ~ 1 МДж в наносекундном диапазоне длительностей.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Воинов А. М., Довбыш Л. Е., Кривоносов В. Н. и др. – Труды 2-й Международной конференции "Физика ядерно-возбуждаемой плазмы и проблемы лазеров с ядерной накачкой". Т. 1. Арзамас-16. ВНИИЭФ, 1995, с. 52–69.
2. Voinov A. M., Dovbysh L. E., Ilyin V. I., et al. – Glass 1 MJ laser for laser fusion with nuclear-optic pumping – Book of abstracts ICENES'96, p.52, Obninsk, Russia, 1996.
3. Кравченко В. Б., Рудинский Ю. П. Лазерные фосфорные стекла. – Квантовая электроника, 1979, т. 6, № 4, с. 661–689.

ОПЫТ ВНИИЭФ В РАСЧЕТАХ РАСТВОРНЫХ ИМПУЛЬСНЫХ РЕАКТОРОВ

В. Ф. Колесов, А. Н. Сизов
(РФЯЦ-ВНИИЭФ)

Переходные процессы в растворных реакторах определяются взаимодействием нейтронных, молекулярных, термо- и гидродинамических явлений. Среди этих явлений важную роль играет процесс вскипания раствора под влиянием роста его температуры в ходе импульса делений, накопления продуктов радиолитического распада и образования газопаровой фазы в виде распределенных по объему активной зоны (АЗ) микропузырьков.

Работы по развитию расчетных методов для описания динамики растворных аperiodических импульсных реакторов (АИР) были начаты во ВНИИЭФ в 1960 году в связи с проектированием и последующим строительством реактора ВИР [1]. Указанные методы разрабатывались под значительным влиянием работы Рэмли, Флора, Хетрика и др. [2], посвященной экспериментам на растворном АИР в рамках программы KEWB и приближенному методу описания экспериментальных импульсов делений, последующих работ американских авторов [3-5] и др., а также более ранних работ европейских и американских авторов (см., например, [6]). До запуска реактора ВИР в 1964 году сравнение результатов расчета с опытными данными KEWB было единственным доступным во ВНИИЭФ средством оценки точности используемых расчетных моделей.

При отработке этих моделей рассматривался реактор с АЗ в форме цилиндра. Предполагалось, что стенки и дно корпуса неподвижны, а плотность энерговыделения не зависит от радиуса. Влиянием вязкости на движение раствора пренебрегалось. В этих условиях все перемещения в АЗ происходят лишь в вертикальном направлении.

Рассмотрение ограничивалось достаточно быстрыми процессами, и на этом основании теплоотдача от АЗ во вне и перемещение пузырьков газа к верхней поверхности АЗ за время импульса делений не учитывались.

Были составлены замкнутые системы уравнений динамики растворного АИР, включающие уравнения

гидродинамики, уравнение для температуры, одноточечные уравнения нейтронной кинетики, формулы для температурного и объемного коэффициентов обратной связи, а также уравнения радиолитического кипения раствора [7-9].

Одномерная гидродинамическая задача формулировалась в лагранжевых координатах

$$\frac{\partial u(l, t)}{\partial l} = \frac{1}{v_0} \frac{\partial v(l, t)}{\partial t}; \quad (1)$$

$$\frac{\partial u(l, t)}{\partial t} = -v_0 \frac{\partial P(l, t)}{\partial l} - g.$$

Удельный объем раствора определялся соотношением (в пренебрежении массой газа в пузырьках)

$$v = v_p + V. \quad (2)$$

Уравнение для температуры раствора и одноточечные уравнения нейтронной кинетики записывались в виде

$$a_0 \psi_n = c_n \frac{dT}{dt} + T \left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_v \frac{dv}{dt}, \quad (3)$$

$$a_0 = \left[\int_{V_{AZ}} \rho(0) \psi(l) dV \right]^{-1};$$

$$\frac{dn}{dt} = \frac{k(t)(1 - \beta) - 1}{\tau_0} n(t) + \sum_{i=1}^d \lambda_i C_i(t) + q(t); \quad (4)$$

$$\frac{dC_i}{dt} = \frac{k(t)\beta_i}{\tau_0} n(t) - \lambda_i C_i(t), \quad i = 1, 2, \dots, d.$$

Зависимость $k(t)$ от температуры и удельного объема среды АЗ представлялась выражением

$$k(t) = k_0 + \int_0^t W(l) \{ \delta_1 [T(l, t) - T_0] + \delta_2 [v(l, t) - v_0] \} dl, \quad (5)$$

в котором учтено отличие вкладов в $k(t)$ от разных участков АЗ. В качестве уравнения состояния топливного раствора использовалось уравнение состояния воды $v_{H_2O} = f(P, T)$ с поправкой на различие удельных объемов воды и раствора

$$v_p = v_{H_2O} \rho_{H_2O}^0 / \rho_p^0 \quad (6)$$

Уравнение состояния воды в аналитической форме подбиралось на основании данных работы [10].

Система уравнений (1)–(6) пока еще не является замкнутой, поскольку в ней не определена величина V — объем пузырьков газа, содержащихся в одном грамме раствора. Эта величина должна определяться из уравнений радиолитического кипения раствора. В модели, примененной во ВНИИЭФ, уравнения кипения раствора использовались хронологически в двух формах. В начале 60-х годов была сформулирована первая, сравнительно простая феноменологическая модель кипения, а позднее, в 70-х годах, — вторая модель, значительно более сложная и более точная. Вторая модель до настоящего времени применяется в расчетах растворных АИР во ВНИИЭФ.

В модели начала 60-х годов предполагалось, что в растворе всегда имеются пузырьки воздуха и увеличение пустот в АЗ в течение импульса происходит за счет роста этих пузырьков.

Уравнение для концентрации растворенного газа записывалось в виде

$$\frac{dQ}{dt} = Gn^* - \frac{dM}{dt}$$

Ток газа через границы пузырьков представлялся уравнениями

$$\begin{aligned} \frac{dM}{dt} &\sim DS_{\text{нов}} \text{grad } Q; \quad D \sim T/\eta(T) \sim T(T-268); \\ S_{\text{нов}} &\sim (V)^{2/3}; \quad Q \sim (Q - Q_0) = Q - a_1 P_r. \end{aligned}$$

Связь V с M определялась из соотношения

$$P = P_r + P_{H_2O} + P_{\text{возд}}.$$

Давление паров воды P_{H_2O} в этом соотношении принималось равным давлению насыщения, представляемому эмпирической формулой

$$\varphi^{(1)}(T) = 48(T - 273,16)^2 + 4,8 \cdot 10^{-3}(T - 273,16)^4 + 5,79 \cdot 10^{-8}(T - 273,16)^6. \quad (7)$$

Парциальные давления $P_{\text{возд}}$ и P_r представлялись выражениями

$$P_{\text{возд}} = \frac{TV(0)\{P(0) - \varphi^{(1)}[T(0)]\}}{V(T(0))}; \quad P_r = \frac{a_2 MT}{V}.$$

В итоге были получены следующие уравнения для газообразной фазы в растворе:

$$\frac{dQ}{dt} = Gn^* - \frac{dM}{dt};$$

$$\frac{dM}{dt} = AT(T - 268)(V)^{2/3} \left(Q - \frac{a_1 a_2 MT}{V} \right); \quad (8)$$

$$V = \frac{T}{P - \varphi^{(1)}(T)} \left\{ \frac{V(0)\{P(0) - \varphi^{(1)}[T(0)]\}}{T(0)} + a_2 M \right\}.$$

Уравнения (7), (8) дают связь объема пустот в АЗ с мощностью реактора. Входящие в эти уравнения величины A и $V(0)$ являются свободными параметрами, определяемыми из сравнения расчетов с экспериментом.

Уравнения (1)–(8) составляют замкнутую систему уравнений динамики растворного АИР. Решение этих уравнений находилось численно.

Вначале уравнения были применены к описанию экспериментальных импульсов KEWB [2]. Было показано, что значения $V(0)$ слабо влияют на результат расчета, поэтому во всех дальнейших расчетах значение $V(0)$ принималось постоянным. В отличие от $V(0)$ параметр A оказался сильно зависящим от скорости переходного процесса в реакторе (от начального периода разгона мощности τ). Вид зависимости A от начального периода определялся на основе сопоставления расчетов с экспериментальными данными KEWB, а в области более низких значений периодов — путем экстраполяции.

С использованием указанной функции $A(\tau)$ расчеты очень хорошо воспроизводили форму экспериментальных импульсов мощности и качественно правильно выдавали зависимость параметров импульса от давления в АЗ.

Система уравнений (1)–(8) была применена затем к расчету переходных процессов в цилиндрическом АИР с АЗ из раствора уранил-сульфата объемом ~20 л, с концентрацией урана ~160 г/л. Был исследован диапазон начальных скачков $\Delta k(0)$ от 0 до 8%.

Расчеты показали, что переходные процессы в этом АИР при скачках реактивности $\Delta k(0) < 2\%$ определяются в основном радиолитическим кипением. Форма импульса делений при $\Delta k(0) > 2\%$ всецело определяется термическим расширением раствора. Объем газовой фазы при $\Delta k(0) > 2\%$ во время импульса мощности или уменьшается, или растет очень медленно. Вскипанию раствора на этой фазе препятствует развивающееся термическое давление.

Однако после быстрого всплеска мощности термическое давление падает, и раствор резко вскипает. При этом в АЗ опять развиваются значительные давления, даже превышающие уровни термических давлений. Разные участки АЗ вскипают не одновременно. Во всех исследованных переходных процессах

($\Delta(t) < 8\%$) термическое расширение АЗ происходит без инерционного запаздывания.

Недостатком рассмотренной модели являлась необходимость использования калибруемой по данным эксперимента функции $A(t)$.

В более совершенной модели 70-х годов [7-9], базирующейся на строго физических предпосылках и не содержащей каких-либо подгоночных коэффициентов, использованы некоторые подходы из американских работ [3-5]. Процесс радиолитического кипения в этой модели определяется размерами, числом и пространственно-временным распределением пузырьков, непрерывно рождающихся на треках осколков деления.

В основу модели положено явление возникновения на перегретых треках осколков деления паровых пузырьков диаметром $\sim 10^{-4}$ см. Большая часть продуктов радиолитической воды образуется в треках осколков и поэтому остается в перегретых паровых пузырьках. Последние, остывая и сжимаясь, превращаются за время $\sim 10^{-7}$ с в газовые пузырьки размером $\sim 10^{-5}$ см. Если средняя концентрация растворенного в жидкости радиолитического газа ниже его концентрации у поверхности пузырьков, то последние растворяются в результате диффузии газа в жидкость. Оцененное минимальное время жизни таких пузырьков $\sim 10^{-3}$ с.

С ростом средней концентрации газа в жидкости скорость растворения вновь рождающихся пузырьков уменьшается. Пузырьки начинают накапливаться в растворе, а при превышении средней концентрации газа над поверхностной могут расти. Поведение ансамбля пузырьков в растворе зависит, таким образом, как от текущего момента времени, так и от момента рождения пузырьков.

Изменение концентрации растворенного в жидкости газа (при $r > R$) описывается в модели уравнением диффузии

$$\frac{\partial c(r, t)}{\partial t} = D \Delta c(r, t) + \dot{\eta}(t)$$

(точка над символом функции означает дифференцирование по t). Из решения этого уравнения получено

$$\left(\frac{dc}{dr} \right)_{r=R} = - \frac{\dot{\eta}(t)}{R^2} + \theta \left(\frac{1}{\sqrt{\pi D t}} + \frac{1}{R} \right) - \frac{1}{R} \int_0^t \frac{d\dot{\eta}(\tau)}{d\tau} \frac{d\tau}{\sqrt{\pi D(t-\tau)}}, \quad (9)$$

где

$$\dot{\eta}(t) = R[c_0(t) - c_1 - \eta(t)], \quad t > 0; \quad c_1 = c(R, 0); \quad \theta = c_{\infty}^0 - c_1.$$

Скорость прироста массы газа в пузырьке, родившемся в момент ξ , определяется соотношением

$$\frac{\partial m(\xi, t)}{\partial t} = 4\pi R^2(\xi, t) \left(\frac{\partial c(r, \xi, t)}{\partial r} \right)_{r=R}. \quad (10)$$

Решение уравнения (9) в терминах ξ, t имеет вид

$$\begin{aligned} \left[\frac{dc(\xi, t)}{dr} \right]_{r=R} &= \theta(\xi) / \sqrt{\pi D(t-\xi)} + \\ &+ [c_{\infty}(t) - c_0(\xi, t)] / R(\xi, t) - \\ &- \frac{1}{R(\xi, t)} \int_{\xi}^t \frac{\partial \dot{\eta}(\tau)}{\partial \tau} \frac{d\tau}{\sqrt{\pi D(t-\tau)}}; \end{aligned} \quad (11)$$

$$\dot{\eta}(\xi, t) = R(\xi, t) [c_0(\xi, t) - c_1(\xi) - \eta(\xi, t)].$$

Концентрация растворенного газа на границе пузырька выражается в соответствии с законом Генри через давление газа в пузырьке

$$c_0(\xi, t) = B[2\alpha(t)/R(\xi, t) + P(t) - \varphi(t)]. \quad (12)$$

Уравнение, выражающее связь между количеством радиолитического газа в пузырьке и радиусом последнего, записывается как

$$\frac{3F}{4\pi} [m_0 + m(\xi, t)] \frac{T(t)}{R^3(\xi, t)} = 2 \frac{\alpha(t)}{R(\xi, t)} + P(t) - \varphi(t); \quad (13)$$

$$m(\xi, \xi) = m(t, t) \equiv 0.$$

Соотношения (10)–(13) позволили получить уравнение для радиуса пузырька, родившегося в момент ξ . Для этого следовало определить производную $\partial m(\xi, t)/\partial t$ из уравнения (13) и приравнять ее, с учетом выражения (11), к правой части соотношения (10). Уравнение для R имеет вид

$$\begin{aligned} &[4\alpha R(\xi, t) + 3(P - \varphi)R^2(\xi, t)]\dot{R}(\xi, t) - \\ &- \frac{1}{T(t)} \{ 2\alpha(t)R^2(\xi, t) + [P(t) - \varphi(t)]R^3(\xi, t) \} \dot{T}(t) + \\ &+ \left[2R^2(\xi, t) \frac{d\alpha}{dt} - R^3(\xi, t) \frac{d\varphi}{dt} \right] \dot{T}(t) + R^3(\xi, t) \dot{P}(t) - \\ &- 3DFTR^3(\xi, t) \left\{ \frac{\theta}{\sqrt{\pi D(t-\xi)}} + \frac{[c_{\infty}(t) - c_0(\xi, t)]}{R(\xi, t)} - \right. \\ &\left. - \frac{1}{R(\xi, t)} \int_{\xi}^t \frac{\partial \dot{\eta}(\tau)}{\partial \tau} \frac{d\tau}{\sqrt{\pi D(t-\tau)}} \right\} = 0; \end{aligned} \quad (14)$$

$$c_{\infty}(t) = c_H - N\rho(t) \int_0^t m(\xi, t) n_f(\xi) d\xi.$$

Суммарный объем всех пузырьков в одном грамме раствора равен

$$V(t) = \frac{4}{3} \pi N \int_0^t R^3(\xi, t) n_f(\xi) d\xi. \quad (15)$$

Уравнения (12)–(15) представляют полную систему уравнений радиолитического кипения в рамках второй

модели, а вместе с уравнениями (1)–(6) – замкнутую систему уравнений растворного АИР.

Во второй модели было также уделено внимание задаче надежного расчета удара по крышке реакторного корпуса. В этих целях было принято, что газ, занимающий пространство между раствором и крышкой корпуса, является идеальным, а площадь поперечного сечения газового объема не зависит от высоты и равна площади поперечного сечения АЗ. Давление P_c над свободной поверхностью раствора представлялось в виде

$$P_c(t) = P_0 \left(\frac{L}{L - z_c(t)} \right)^{\gamma_0} \quad (16)$$

Указанная расчетная методика позволяет с хорошей точностью воспроизводить экспериментальные переходные процессы в цилиндрических растворных реакторах типа KEWB (АЗ № 3 и 5) [4] и ВИР [1]. Посредством сопоставления расчетных и экспериментальных данных было установлено, что наилучшее соответствие между расчетом и экспериментом как по временному ходу мощности реактора, так и по форме импульсов давления достигается, если принять, что среднее число пузырьков N , рождающихся в результате одного акта деления, равно 1,5. Указанное значение N соответствует начальному радиусу газового пузырька $R_0 \approx 1,1 \cdot 10^{-5}$ см. Это значение R_0 согласуется с результатами опытов [11] ($R_0 \sim 10^{-5}$ см), а также с данными специально проведенных во ВНИИЭФ экспериментов, в которых размер пузырьков определялся по ослаблению монохроматического светового пучка, пропускаемого через ампулу с водным раствором соли урана, облучаемую импульсным потоком нейтронов ($10^{-5} \leq R_0 \leq 2 \cdot 10^{-5}$ см).

Первые расчеты с помощью системы уравнений (1)–(6), (12)–(16) были выполнены в применении к реактору KEWB с цилиндрической АЗ. Необходимые для расчета параметры реактора и дополнительной седьмой группы запаздывающих нейтронов, учитывающих влияние отраженных нейтронов, взяты из работы [4]. Некоторые результаты этих расчетов даны на рис. 1–3.

Указанный метод был применен также к реактору ВИР [1]. Потребность в расчетах динамики ВИР была связана прежде всего с вопросами прочности корпуса реактора и его конструктивных элементов. На рис. 4 представлена зависимость мощности реактора ВИР от времени для импульсов с полным энерговыделением 59 и 48 МДж при начальных температуре и давлении в АЗ 293 К и 40 кПа.

Эти расчеты показали, что в отличие от реактора KEWB в реакторе ВИР раствор при расширении в ходе импульса приобретает большую скорость (до 60 м/с). В результате при низких, 20–30 кПа, начальных давлениях в момент подлета раствора к крышке корпуса в объеме газа над раствором на короткое время возни-

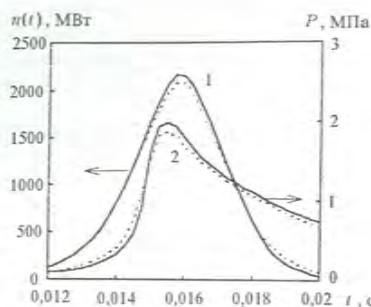


Рис. 1. Зависимость мощности реактора (1) и давления на дно корпуса (2) от времени для импульса с периодом разгона $\tau = 1$ мс: — расчет; - - - эксперимент

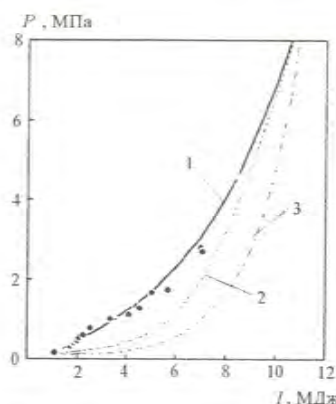


Рис. 2. Зависимость амплитуды давления на дно корпуса АЗ № 5 от энерговыделения за импульс: • — эксперимент; 1 — расчет при $N = 1,5$; 2 — расчет в предположении $N = 5$; 3 — расчет в предположении, что пузырьки не рождаются

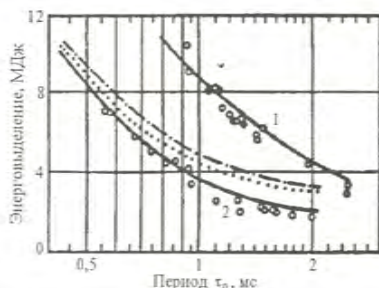


Рис. 3. Зависимость энерговыделения в импульсе от начального периода разгона мощности: о — эксперимент; — расчет при $N = 1,5$; • — расчет в предположении $N = 5$; - - - расчет в предположении, что пузырьки не рождаются; 1 — АЗ № 3; 2 — АЗ № 5

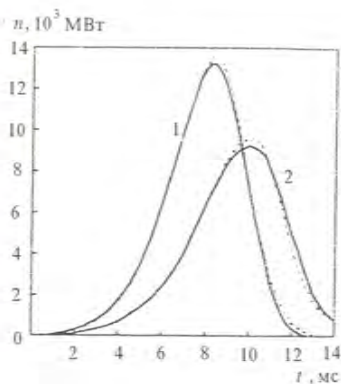


Рис. 4. Зависимость мощности ВПР от времени в импульсе с энерговыделением 59 МДж (1) и 48 МДж (2): — — расчет; - - - эксперимент

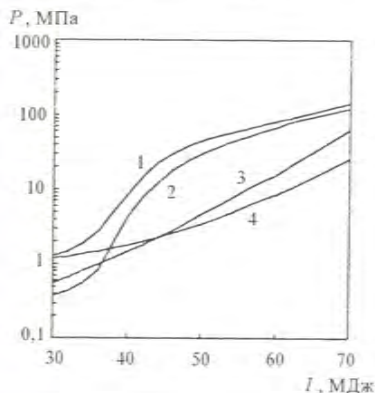


Рис. 5. Зависимость амплитуды давления в верхней части корпуса реактора от энерговыделения в импульсе: кривым 1, 2, 3, 4 соответствуют начальные давления 0,04; 0,1; 0,5; 1 МПа

кают давления до ~ 100 МПа. Расчетным путем были исследованы способы снижения указанных давлений. Простейшим и наиболее надежным из них является повышение начального давления над раствором (рис. 5). Например, при импульсе с полным энерговыделением 50 МДж увеличение P_0 от 20 до 100 кПа приводит к снижению давления у крышки от 70 до ~ 20 МПа. Длительность импульса давления при этом возрастает в 3,5 раза. Указанные результаты позднее подтверждены экспериментами и в настоящее время используются при эксплуатации реактора.

Список обозначений

$A(\tau)$ — свободный коэффициент, зависящий от τ , калибруемый по эксперименту;

a_1, a_2 — постоянные;

B — коэффициент пропорциональности;

$c(t), c_0(t)$ — отнесенные к единичному объему среды АЗ концентрации газа в растворе и на линии насыщения; $c_0(t) = c(R, t)$; $c_{\infty}^0 = c(r, 0)$; $c_1 = c(R, 0)$;

$\lim_{r \rightarrow \infty} c(r, t) = c_{\infty}^0(t) = c_{\infty}^0 + \eta(t)$; c_{∞} — значение c в момент $t = 0$;

D — коэффициент диффузии газа в растворе;

F — газовая постоянная для радиолитического газа;

g — ускорение силы тяжести;

G — количество радиолитического газа, образующегося на единицу энерговыделения в растворе;

I — энерговыделение за импульс в АЗ;

$k(t)$ — коэффициент размножения нейтронов;

L — высота газового объема над свободной поверхностью АЗ в момент $t = 0$; l — лагранжева координата; l_0 — высота АЗ в момент $t = 0$;

M — масса радиолитического газа в пузырьках в 1 г раствора; m_0 — масса газа в пузырьке в момент его рождения;

N — среднее число пузырьков, возникающих в результате одного акта деления;

$n(t)$ — мощность реактора; $n^*(t)$ — мощность энерговыделения, отнесенная к 1 г раствора: $n^*(t) = \frac{\psi(t)n(t)}{\int_0^{t_0} \psi(t)dt}$; $n_f(t)$ — интенсивность делений в 1 г раствора;

P — давление; $P_r, P_{H_2O}, P_{возд}$ — парциальное давление радиолитического газа, паров воды и воздуха в пузырьках; P_c — давление над свободной поверхностью раствора; P_0 — значение P_c в момент $t = 0$;

Q — количество радиолитического газа в растворенном состоянии в 1 г раствора; Q_0 — значение Q на линии насыщения раствора газом;

$q(t)$ — внешний источник нейтронов;

R — радиус пузырька;

$S_{сов}$ — суммарная площадь поверхности пузырьков в 1 г раствора;

T — температура раствора по шкале Кельвина;

$u = \frac{\partial z}{\partial t}$ — скорость элемента раствора;

V — суммарный объем всех пузырьков в 1 г раствора; V_{AZ} — объем АЗ; v, v_0 — удельный объем раствора в точке l в момент t и в начальный момент;

v_p, v_{H_2O} — удельный объем раствора при отсутствии пузырьков и воды;
 $W(l)$ — весовая функция;
 z_c — смещение свободной поверхности АЗ; z — текущая эйлерова координата элемента раствора;
 α — коэффициент поверхностного натяжения;
 γ_0 — показатель адиабаты;
 δ_1, δ_2 — ядерный температурный и объемный коэффициенты реактивности;
 η — источник растворенного газа в единице объема среды АЗ;
 $\tilde{\eta}(T)$ — коэффициент вязкости раствора;
 ρ — плотность раствора; ρ_p^0 и $\rho_{H_2O}^0$ — плотность раствора и воды при нормальных условиях;
 τ — начальный период разгона мощности; переменная интегрирования;
 τ_0 — время жизни мгновенных нейтронов;
 p — давление паров воды в пузырьке;
 $\psi(r)$ — пространственное распределение потока нейтронов в АЗ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Воинов А.М., Колесов В.Ф., Матвеев А.С. и др. Водный импульсный реактор ВИР-2М и его предшественники. — ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 1990, вып. 3, с. 3–15.
2. Remley M.E., Flora J.W., Hetrick D.L. et al. Experimental studies on the kinetic behaviour of water boiler type reactors. — Peaceful Uses of Atomic Energy, vol. 11, Geneva, 1958, P/1079, p. 447–456.

3. Spiegler P., Bumpus C.F., Norman J., Norman A. Production of void and pressure by fission track nucleation of radiolytic gas bubbles during power bursts in a solution reactor. USA EC. Report NAA-SR-7086. Atomic International, Dec. 30, 1962.
4. Duenefeld M.S., Stitt R.C. Summary review of the kinetic experiments on water boilers. USA EC. Report NAA-SR-7087. Atomic International, Feb. 1, 1963.
5. Silberberg M. The KEWB program. — Nucl. Safety, 1965, vol. 6, № 4, p. 386–407.
6. Epstein P.S., Plesset M.S. On the stability of gas bubbles in liquid-gas solutions. — J. Chem. Phys., 1950, vol. 18, № 11, p. 1505–1509.
7. Сизов А.Н., Колесов В.Ф. К динамике гомогенных водных импульсных реакторов. — Атомная энергия, 1973, т. 35, вып. 3, с. 189.
8. Сизов А.Н. К вопросу о диффузии на подвижной границе маленького газового пузырька. — Теплофизика высоких температур, 1971, т. 9, № 6, с. 1230–1236.
9. Сизов А.Н., Колесов В.Ф., Соловьев Г.Г. Динамика гомогенных водных импульсных реакторов. — ВАНТ. Сер. Импульсные реакторы и простые критические сборки, 1985, вып. 1, с. 22–37.
10. Вукалович М.П. Таблицы термодинамических свойств воды и водяного пара. — М. — Л.: Энергия, 1965.
11. Bumpus C.F., Spiegler P., Norman A. Measurement and interpretation of dynamic void growth in homogeneous fissile solutions. — Trans. Amer. Nucl. Soc., 1961, vol. 4, p. 71.

ПРОЕКТЫ РЕАКТОРОВ И БУСТЕРОВ С ФОРСИРОВАННЫМИ ПАРАМЕТРАМИ ИМПУЛЬСОВ ИЗЛУЧЕНИЯ

В. Ф. Колесов, А. С. Кошелев, А. А. Малинкин, С. К. Штарев
(РФЯЦ-ВНИИЭФ)

Потребность в аperiodических импульсных реакторах (АИР) с более высокими флюенсами нейтронов, с большими объемами полостей для облучения образцов, с более короткими импульсами и с более разнообразными и гибкими спектральными характеристиками нейтронного излучения стимулировала не только сооружение таких мощных АИР, как SPR-III, SPR-IIIМ, БР-1, БАРС-5, ИГР, БИГР, РВГ и АСRR, и модернизацию реакторов TREAT и VIPER, но и разработку ряда проектов лабораторных реакторных установок с предельно высокими параметрами импульсов. Известными примерами такого рода разработок являются американские проекты бустерной системы EDNA [1] и форсированных АИР с активными зонами (АЗ) на основе расплавленной соли LiF — UF₄ или раствора уранил-сульфата [2, 3].

В настоящей работе представлен ряд разработанных во ВНИИЭФ проектов бустеров или АИР с форсированными параметрами импульсов.

Проект бустера-реактора "Каскад" (БР-К). В АИР обычно не удается генерировать импульсы длительностью меньше десятков микросекунд. Значительно более короткие (порядка одной или нескольких микросекунд) импульсы можно получать с помощью бустеров — размножителей нейтронов от внешнего импульсного источника. Однако генерирование мощных импульсов с малой длительностью в случае систем с массивными АЗ является проблемой даже для бустеров, поскольку в таких системах требуется чрезвычайно мощный источник нейтронов.

Ввиду сказанного привлекают внимание двухсекционные бустеры с односторонней нейтронной связью секций (бустеры диодного типа), достигаемой в результате использования в качестве материала одной из АЗ порогового делящегося вещества. В этих системах имеется возможность предварительного размножения нейтронов источника в первой секции и использования затем усиленного источника нейтронов во второй секции, отличающейся большими размерами и служащей основным облучательным средством.

Бустерное устройство такого типа было предложено в 1979 году во ВНИИЭФ [4]. Тогда же был выполнен расчетный анализ кинетики идеализированных вариантов этого устройства и сформулированы способы управления им. Результаты этих работ позднее опубликованы в статьях и докладе [5, 6].

На основании названного предложения и анализа в начале 80-х годов во ВНИИЭФ был разработан проект бустера-реактора "Каскад" (БР-К) с внутренней АЗ из сплава нептуния-237 с галлием и с внешней АЗ из ураномолибденового сплава [7]. Предполагалось, что БР-К будет действовать в комплексе с сильноточным ускорителем электронов ЛИУ-30 [8], который должен был поставлять в АЗ из ²³⁷Np $1 \cdot 10^{15}$ первичных нейтронов в импульсе длительностью 20–100 нс.

Особенности рассматриваемых двухсекционных бустеров можно пояснить на примере реакторной системы с двумя АЗ, разделенными слоем вещества с большой атомной массой, например слоем вольфрама или молибдена (рис. 1). Предполагается, что матери-

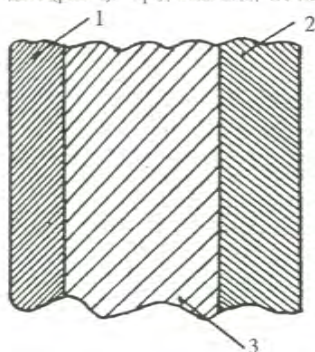


Рис. 1. Реакторная система с двумя плоскими АЗ: 1 — АЗ из порогового делящегося вещества; 2 — АЗ из обычного (непорогового) делящегося вещества; 3 — слой из вещества с большой атомной массой

лом левой АЗ является пороговое делящееся вещество типа ^{237}Np , а правой АЗ – обычное (непороговое) делящееся вещество. Использование в качестве среды, разделяющей АЗ, материала с большой атомной массой определяется высокой замедляющей способностью этого материала в области больших энергий нейтронов, незначительной – в области низких энергий и сравнительно малым сечением захвата нейтронов. Слой материала с большой атомной массой даже при значительной толщине весьма хорошо пропускает нейтроны, по существу, не выводит их из разряда быстрых и, следовательно, не увеличивает существенно времена жизни нейтронов в секциях. Вместе с тем этот слой в результате неупругого рассеяния эффективно сбрасывает энергию нейтронов ниже порога деления в пороговых делящихся веществах (0,4–0,7 МэВ).

После прохождения слоя инертного материала подавляющая часть нейтронов уже не способна вызывать деления в АЗ из порогового делящегося вещества и вследствие этого выпадает из процесса ядерной цепной реакции в этой секции. Однако эффективность нейтронов, прошедших слой в противоположном направлении и также потерявших значительную часть энергии, по отношению к цепной реакции во второй АЗ не понижается. При толщине промежуточного слоя ~ 20 см за счет изменения энергетического спектра достигается примерно стократное уменьшение числа нейтронов, способных делить названные выше пороговые делящиеся вещества. Таким образом, в рассматриваемой системе в зависимости от толщины промежуточного слоя действительно можно достигать больших различий в коэффициентах нейтронной связи двух АЗ и тем самым осуществлять двухсекционные бустеры с почти односторонней связью секций. Важно при этом, что обсуждаемое устройство, несмотря на наличие в нем слоя инертного вещества, остается системой на быстрых нейтронах с характерным малым временем жизни нейтронов.

В конструкции БР-К в максимальной степени учтены требования, диктуемые стремлением получить по возможности более высокий флюенс нейтронов и дозу γ -излучения за импульс в местах облучения образцов, большой объем мест облучения, а также облегчить доступ к местам облучения образцов. Этими требованиями определен выбор цилиндрической геометрии бустера-реактора, ориентации его оси симметрии, степени обогащения урана во внешней АЗ, объема и конфигурации внутренней полости.

Основные элементы конструкции БР-К представлены на рис. 2–4. БР-К имеет цилиндрическую форму с коаксиальным расположением внутренней и внешней АЗ, слоя вольфрама, мишени ускорителя и полости для облучений. Направленность оси симметрии – горизонтальная.

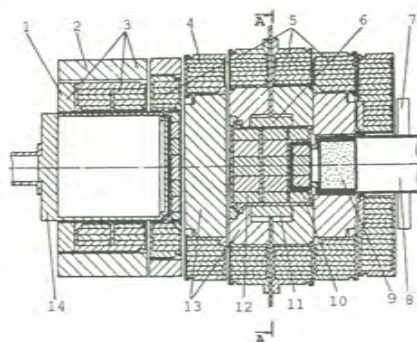


Рис. 2. Вид БР-К в осевом разрезе [7]: 1 – отрагатель нейтронов; 2 – регулирующий блок АЗ2 (РБ-2); 3 – подвижный блок АЗ2 (ПБ-2); 4 – аварийный блок (АБ); 5 – неподвижные блоки АЗ2; 6 – регулирующий блок АЗ1 (РБ-1); 7 – стоп-блок (СБ-2) и импульсный блок (ИБ-2) АЗ2; 8 – канал для проводки тормозного излучения; 9 – замедлитель нейтронов типа ^6LiH ; 10 – подвижный блок АЗ1 (ПБ-1); 11 – импульсный блок АЗ1 (ИБ-1); 12 – неподвижный блок АЗ1; 13 – массив вольфрама; 14 – контейнер для облучаемых образцов

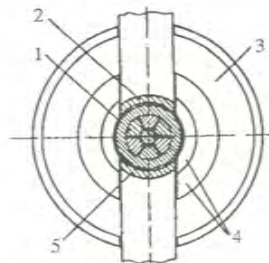


Рис. 3. Вид БР-К в нормальном к оси разрезе (разрез по линии А-А на рис. 2): 1 – АЗ1; 2 – РБ-1; 3 – АЗ2; 4 – вольфрам; 5 – ИБ-1

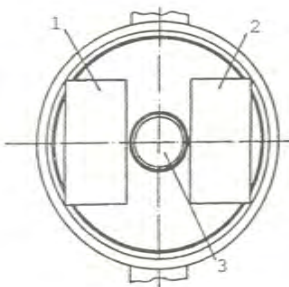


Рис. 4. Вид БР-К со стороны правого торца (см. рис. 2): 1 – СБ-2; 2 – ИБ-2; 3 – канал для проводки тормозного излучения

Внутренняя АЗ (АЗ1) изготавливается из сплава ^{237}Np с галлием (массовая доля галлия 9%) с плотностью в монолите $14,5 \text{ г/см}^3$. Диаметр и длина АЗ1 равны соответственно 23 и $\sim 25 \text{ см}$. Полная масса сплава в АЗ1 составляет 120–130 кг. АЗ1 состоит из цилиндрических деталей диаметром 0–6, 6–16 и 16–23 см и длиной $\sim 8 \text{ см}$. В целях понижения напряжений, связанных с динамическим тепловым ударом, детали диаметром 6–16 см, кроме того, разбиты по азимуту на шесть идентичных частей.

Внешняя АЗ (АЗ2) изготавливается из сплава урана 36%-ного обогащения по ^{235}U с молибденом (массовая доля молибдена 9%) и имеет форму полого цилиндра длиной 105 см с максимальным внешним диаметром $\sim 70 \text{ см}$, диаметром и длиной канала для облучений 36,5 см (размеры указаны по толщину). Полная масса сплава в АЗ2 равна $\sim 2400 \text{ кг}$. Топливный массив АЗ2 разбит по длине на цилиндрические блоки высотой 9–12 см, а в блоках – на коаксиальные кольца толщиной 1–2 см. Каждый блок АЗ2 зачеканен в герметичную, заполненную гелием оболочку из нержавеющей стали.

Расчеты БР-К выполнялись на основе численного решения уравнений переноса нейтронов методами Монте-Карло, сферических гармоник, а также с помощью многогруппового метода дискретных орбиталей. Важное значение в этих расчетах придавалось задаче прямого численного определения влияния спектральных эффектов, связанных с пороговыми делящимися веществами во внутренней АЗ, на коэффициенты нейтронной связи двух АЗ, а также задаче определения этих коэффициентов в целом.

Анализ переходных процессов в БР-К проводился на основе численного решения уравнений кинетики связанных реакторов. При этом предполагалось, что допустимое повышение температуры в АЗ1 и АЗ2 ограничено соответственно уровнями 500 и 680°C . Энерговыделение в АЗ при этих максимальных температурах равно: $J_1 \approx 7,6 \text{ МДж}$ в АЗ1 и $J_2 \approx 120 \text{ МДж}$ в АЗ2.

В итоге расчетов, в частности, получено: $\tau_1 = 5,2 \cdot 10^{-9} \text{ с}$; $\tau_2 = 4,5 \cdot 10^{-8} \text{ с}$; $k_{12} = 2,124 \cdot 10^{-3}$; $k_{21} = 0,1661$. На рис. 5 показана зависимость ширины импульса делений на половине высоты в АЗ2 от энерговыделения в АЗ2 при работе БР-К в бустерном режиме и в режиме импульсного реактора.

Достигнутый в БР-К перепад в коэффициентах нейтронной связи двух АЗ имеет следствием существенное улучшение временных параметров бустера. За исключением предельно форсированных всплесков импульсы в БР-К в сравнении с импульсами в односекционном устройстве имеют в 7–10 раз меньшую длительность. Преимущество БР-К в сравнении с односекционным устройством проявляется и при работе в режиме импульсного реактора: и в этом случае импульсы в БР-К в сравнении с импульсами односекционного

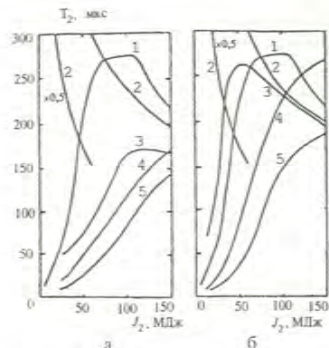


Рис. 5. Зависимость T_2 – ширины импульса в АЗ2 от энерговыделения за импульс в АЗ2 [7]: а – энерговыделение в АЗ1 равно 7,6 МДж; б – энерговыделение в АЗ1 равно 3,8 МДж; 1 – АЗ2 в режиме односекционного бустера ($S = 1 \cdot 10^{15}$); 2 – АЗ2 в режиме односекционного АИР; 3 – режим двухсекционного импульсного реактора; 4, 5 – режим двухсекционного бустера ($S = 5 \cdot 10^{14}$ и $1 \cdot 10^{15}$ соответственно)

реактора имеют значительно меньшую длительность. В отличие от односекционных импульсных реакторов, в которых, как известно, длительность импульса увеличивается с уменьшением энерговыделения, БР-К и в режиме импульсного реактора сохраняет одно из свойств бустеров, заключающееся в уменьшении длительности импульса в АЗ2 при понижении энерговыделения в ней.

Как видно из рис. 2–4, конструкция БР-К весьма сложна. Наиболее наглядно это выражено в факте большого числа органов регулирования реактивности. Основной причиной усложненности конструкции БР-К является последовательно проводимая в проекте тенденция совмещения в одной установке разнообразных режимов работы, и прежде всего режимов бустера и импульсного реактора. Делалось это в целях расширения экспериментальных возможностей установки. Эти возможности уникальны. В совокупности различных режимов БР-К совместно с ускорителем электронов, поставляющим 10^{15} первичных нейтронов, или автономно способен генерировать импульсы делений длительностью (1–300) мкс с флюенсом нейтронов в полости диаметром и глубиной $\sim 35 \text{ см}$ на уровне $1 \cdot 10^{14} - 2,2 \cdot 10^{15} \text{ нейтр./см}^2$. На внешней боковой поверхности могут быть реализованы флюенсы нейтронов $(0,3-6) \cdot 10^{14} \text{ нейтр./см}^2$. Оснащение БР-К л-, γ -конверторами позволяет варьировать в широких пределах соотношение доз от нейтронов и γ -квантов в облучаемых образцах.

Проект был разработан в 1980–1981 годах. Тогда же было развернуто строительство БР-К, но оно не было закончено из-за осложнений, связанных с изготовлением большого числа деталей из непугуния, а главное, вследствие все возрастающих сомнений относительно

реальности получения с помощью ускорителя ЛИУ-30 требуемого источника первичных нейтронов на уровне $1 \cdot 10^{15}$. (Действительно, как показала позднейшая практика, число нейтронов за импульс, поставляемых ускорителем ЛИУ-30, составляет примерно $1 \cdot 10^{14}$ [8].) К настоящему времени реализован лишь очень сниженный вариант проекта – реактор БР-К1 [9] без внутренней АЗ из негтуния. Это обычный, т. е. односторонний импульсный реактор, отличающийся большими размерами АЗ и полости для облучения.

Следует отметить, что в 90-х годах направление проектирования двухсекционных бустеров получило новый импульс в Сандийской национальной лаборатории США. В докладе [10] дано описание концептуального проекта двухсекционного бустера с односторонней нейтронной связью секций (рис. 6), разработанного под влиянием российской публикации [6] и являющегося продолжением работ, проводимых ранее в Сандийской лаборатории по программе EDNA [1]. В этом проекте предполагается наличие очень мощного источника первичных нейтронов и не имеется в виду осуществление в одной установке разных режимов работы.

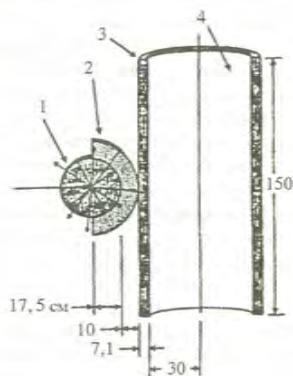


Рис. 6. Схематическое изображение двухсекционного бустера Сандийской национальной лаборатории (США) [10]: 1 – АЗ из двуокиси негтуния; 2 – промежуточный слой из вольфрама; 3 – АЗ из двуокиси урана 93%-ного обогащения; 4 – экспериментальная полость

Реактор с подвижными блоками отражателя. Существенного улучшения параметров импульсов делений, а именно повышения допустимого уровня разогрева АЗ и укорочения длительности импульса удалось достичь также в проекте АИР "Тайфун". Этот результат получен за счет того, что АЗ реактора "Тайфун" в значительной степени освобождена от механического нагружения в импульсе за счет передачи кинетической энергии теплового удара отрывающимся от АЗ подвижным блоком (ПБ) [11, 12].

Чтобы составить представление о принципе действия АИР с ПБ отражателя, можно сначала рассмотреть один из его идеальных вариантов, а именно предположить, что сферическая АЗ реактора окружена сплошным бесконечным массивом среды с теми же, что и у АЗ, акустическими свойствами и АЗ мгновенно разогревается до некоторой температуры. Решение соответствующей задачи термоупругости показывает, что в этом случае в среде, окружающей АЗ, пойдет акустическая волна сжатия, несущая кинетическую энергию разгрузки термоупругих напряжений. Материал среды при прохождении волны сначала смещается вперед (в радиальном направлении), затем несколько отстает назад и успокаивается.

После прохождения волны среда находится в неподвижном состоянии, волна оставляет за собой лишь след квазистатических смещений и напряжений, точно совпадающих со смещениями и напряжениями при медленном нагреве АЗ до той же температуры. Кинетическая энергия волны, частично затрачиваясь на указанные квазистатические напряжения, уносится адаль и никогда не возвращается. Циклические колебания компонентов АЗ в этом случае не возбуждаются.

В реальных условиях окружающая АЗ среда (отражатель нейтронов) – конечна. При этом от внешней границы отражателя нейтронов после прихода к ней прямой волны пойдет обратная волна разгрузки, которая возвращает кинетическую энергию в АЗ.

Для того чтобы и в случае конечного отражателя АЗ оставалась свободной от кинетической энергии, нужно повстать препятствие на пути волны, отраженной от внешней границы. Это достигается, если отражатель нейтронов не связан прочно с АЗ, а лишь примыкает к ней, будучи выполнен в виде двух полусферических блоков.

В волне, отраженной от внешней границы, напряжения σ_r положительны. После того как часть переднего фронта отраженной волны проникнет в АЗ, становятся положительными и суммарные σ_r на поверхности смыкания ПБ с АЗ. В этот момент контакт между ПБ и АЗ нарушается, в месте смыкания ПБ и АЗ возникает зазор, увеличивающийся со временем, и ПБ отлетает от АЗ, унося с собой практически всю кинетическую энергию, возникающую в импульсе делений.

В АЗ остается лишь небольшая доля кинетической энергии, обусловленная частичным отражением прямой волны от поверхности смыкания АЗ с ПБ и частичной доразрушкой квазистатических напряжений в АЗ после удаления ПБ. Остаются также квазистатические напряжения, связанные с неравномерным пространственным распределением температуры в АЗ.

Часть энергии волны, переданной ПБ, тратится на сообщение последним скорости поступательного движения. Ослабленная волна претерпевает внутри ПБ

серии отражений, проявляющихся в вибрациях ПБ. Обусловленные этими вибрациями механические напряжения в ПБ значительно ниже напряжений, которые наблюдались бы в АЗ в случае возвращения отраженной волны; связано это с падением амплитуды напряжений при увеличении радиуса r или, иными словами, с тем, что в ПБ волна распределена в объеме, во много раз превосходящем объем АЗ.

Минимальная толщина ПБ определяется из условия полного перехода прямой волны в ПБ до момента подхода к поверхности смыкания АЗ и ПБ переднего фронта отраженной волны, т. е. из условия равенства толщины ПБ половине длины волны.

Передача акустической волны ПБ может существенно ослабить ограничительную роль динамического теплового удара — ослабить в такой степени, что становится целесообразным переход к высокотемпературным материалам АЗ, скажем, к материалам типа карбидов, нитридов и двуокиси урана, допускающим разогрев в центре АЗ до 2–2,5 тыс. градусов.

Указанные материалы, однако, отличаются низким пределом прочности по отношению к растягивающим механическим нагрузкам. В этом случае функцию сохранения целостности АЗ необходимо возлагать на специальный корпус, например, на сферическую оболочку из прочного металла. На рис. 7 показан вариант АИР с подвижными блоками и силовым корпусом в виде комбинации двух полусферических оболочек, стянутых винтами по фланцам.

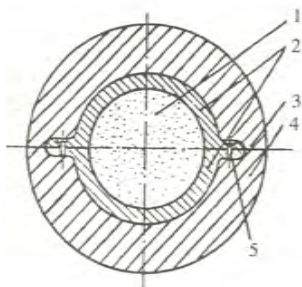


Рис. 7. Один из вариантов реализации АИР с ПБ и силовым корпусом: 1 — АЗ; 2 — силовой корпус; 3, 4 — ПБ; 5 — фланец

Первоначальные расчеты реактора "Тайфун" проводились на основе метода, использующего теории возмущений реактивности и упругости [11]. Предполагалось, что геометрия реактора и картина распространения упругих волн в среде реактора сферически-симметричны. Приближенность расчетов связана в основном с использованием последнего предположения. Точное в рамках сферически-симметричной геометрии

решение задачи термоупругости найдено с помощью метода характеристик. Это решение использовано при определении картины распространения упругих волн и кинетической энергии в компонентах реактора, а также при оценке уровней механических напряжений.

В качестве одного из вариантов реализации АИР с ПБ рассмотрена сферическая система с АЗ из монокарбида урана (обогащение по ^{235}U — 90%), с силовым корпусом из сплава урана (обогащение по ^{235}U — 36%) с молибденом и с ПБ из сплава природного урана с молибденом (массовая доля молибдена в сплавах 9%). Радиальная толщина силового корпуса принята равной 3 см, ПБ — 10 см. Модель этого реактора, использованная в расчетах, представлена на рис. 8.

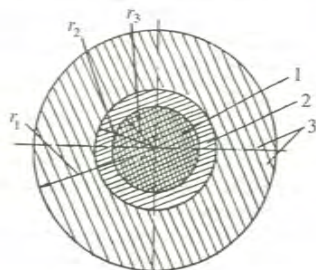


Рис. 8. Схема реактора с ПБ, использованная в расчетах: 1 — АЗ; 2 — силовой корпус; 3 — ПБ; $r_1 = 7$ см; $r_2 = 10$ см; $r_3 = 20$ см

В результате расчетов получено, что максимальное значение растягивающих напряжений в этом варианте АИР достигается на внутренней границе ПБ (напряжения $\sigma_{\theta\theta}$ в точках $r = 10$ см). Если же речь вести только об основном массиве АИР, то в нем максимальные напряжения достигаются не во время прохождения волны, а на стадии квазистатической деформации силового корпуса, устанавливающейся после удаления ПБ.

Указанные растягивающие напряжения в ПБ и силовом корпусе, а также уровень температуры в силовом корпусе на границе с АЗ являются наиболее критическими параметрами, определяющими максимальный допустимый импульс делений в АИР.

Получены следующие параметры максимального импульса делений: энерговыделение за импульс 20 МДж; максимальная температура в центре АЗ — 2460 °С; ширина импульса на половине высоты 13,4 мкс; начальная избыточная реактивность по мгновенным нейтронам $\Delta k(0) = 0,50 \cdot 10^{-2}$; флюенс нейтронов в центре и на внешней поверхности АИР — $8 \cdot 10^{15}$ и $2,2 \cdot 10^{14}$ нейтр./см²; скорость поступательного движения отбрасываемых подвижных блоков 26,5 м/с.

Констатировалось, что по длительности импульса и по допустимому удельному энерговыделению в АЗ за импульс АИР с ПБ отражателя заметно превосходит существующие АИР на быстрых нейтронах, т. е. АИР типа HPRR, SPR-II, БИР, БР-1 и др. Важной особенностью АИР с ПБ отражателя является и значительная начальная избыточная реактивность, необходимая для генерирования импульса делений. Это обстоятельство существенно снижает требования к точности калибровки и повторяемости положения стержней или блоков регулирования реактивности. Большая гасимая реактивность и быстрое удаление ПБ от АЗ приводят практически к полному подавлению медленной части ("хвоста") импульса делений.

Более точные расчеты модели реактора, представленной на рис. 8, проводились по программе "Сигма", позволяющей рассчитывать в упругопластическом приближении нестационарные движения систем, имеющих осевую симметрию [12]. Граничные условия сформулированы так, чтобы касательные и растягивающие нормальные напряжения равнялись нулю на граничных поверхностях зон, а нормальные напряжения сжатия на соседних поверхностях были бы равными. Давление на внешней поверхности задавалось нулевым.

Расчеты с помощью программы "Сигма" подтвердили положительные свойства реактора с подвижными блоками. Эффект передачи акустической волны подвижным блокам действительно имеет место, и он существенно облегчает режим нагружения силового корпуса и АЗ реактора. Кинетическая энергия волны воспринимается и удерживается ПБ, приобретающими значительную поступательную скорость.

Вместе с тем расчеты с помощью программы "Сигма" выявили (в отличие от приближенного сферически-симметричного расчета) значительные по амплитуде всплески напряжений в силовом корпусе и ПБ, обусловленные наложением радиальных и меридиональных волн напряжений в осесимметричной конструкции реактора. Это обстоятельство вносит осложнения в процедуру определения потенциальных возможностей рассматриваемого устройства. Однако указанные всплески напряжений редки и остро локализованы в пространстве и времени и их, по-видимому, допустимо не учитывать при оценке стойкости конструкции.

Рефлекторы – усилители потоков быстрых нейтронов и γ -лучей. В области источников излучений значительный интерес представляет вопрос о возможных путях усиления потоков радиации в определенном направлении. Интересен этот вопрос и в применении к АИР, поскольку положительный ответ на него означал бы автоматическое улучшение условий экспозиции на АИР большогобаритных узлов техники. Эти узлы ввиду их громоздкости располагаются на заметном расстоя-

нии от АЗ и, следовательно, – в области низких флюенсов нейтронов и γ -квантов.

Этот вопрос легко решался, если бы (представим это на момент) в области ядерных излучений действовали устройства, подобные оптическим прожекторам. С помощью этих устройств флюенсы нейтронов и γ -лучей на больших расстояниях от реактора можно было бы усиливать в десятки и сотни раз.

Хотя отражение быстрых нейтронов и γ -квантов от сред проявляется диффузно и рассчитывать на реальное осуществление в этой области устройств с сильно выраженными свойствами "прожектора" нет оснований, тем не менее нельзя исключить возможность обнаружения каких-то приглушенно выраженных эффектов этого рода. В этом отношении весьма обнадеживают публикации [13,14] с описанием так называемого "направленного излучателя тепловых нейтронов", а также более ранние работы [15, 16] по усилению потока тепловых нейтронов в парафиновых трубах.

Указанные публикации толкнули на мысль о проведении расчетного поиска подобных эффектов в случае быстрых нейтронов и γ -квантов. Ниже сообщается о результатах этого поиска, основанного на использовании в целях формирования направленных потоков излучений вогнутых рефлекторов [17, 18].

При выполнении работы имелось в виду, что вследствие низких значений альбедо γ -квантов надежда на возможное обнаружение эффектов выделенной направленности в области γ -квантов меньше, чем в случае быстрых нейтронов. Однако в области γ -излучения в обсуждаемом аспекте результативным может быть использование известного принципа конвертирования нейтронов в γ -кванты и материала l -, γ -конвертора в виде смеси полиэтилена (или полистирола) с окисью кадмия. Иными словами, в области γ -излучения может оказаться перспективным рефлектор из смеси полиэтилена с окисью кадмия.

В расчетах использовались преимущественно метод Монте-Карло, а также частично аналитические численные решения, полученные на основе известных дифференциальных альбедо нейтронов от стенок. Внимание при этом концентрировалось на определении следующих характеристик в зависимости от R – расстояния от точки наблюдения флюенса до центра источника излучений:

1) коэффициента усиления с помощью рефлектора флюенса нейтронов от источника l -, γ -излучения $\Phi_{\text{отн}}$ равного отношению флюенсов нейтронов Φ и Φ_0 при наличии и без рефлектора соответственно: $\Phi_{\text{отн}} = \Phi/\Phi_0$;

2) коэффициента усиления с помощью рефлектора флюенса γ -квантов от источника l -, γ -излучения $\Phi_{\text{отн}}$ равного отношению флюенсов γ -квантов ϕ и ϕ_0 при наличии и без рефлектора: $\phi_{\text{отн}} = \phi/\phi_0$;

3) коэффициента генерации поля γ -излучения с помощью рефлектора и источника нейтронов $\psi_{\text{отн}}$ равно- го отношению флюенсов γ -квантов ϕ и нейтронов Φ_0 при наличии и без рефлектора соответственно: $\psi_{\text{отн}} = \phi/\Phi_0$.

Рассматривались рефлекторы в форме полусферы, квазипараболаида и открытой с одного или с обоих тор- цов цилиндрической трубы. Материал рефлекторов — железо, смесь полиэтилена с окисью кадмия и метал- лический уран естественного состава. Массовое со- держание кадмия в смеси 10%. Диаметры рефлекторов брались в пределах от 1 до 5,66 м, толщина стенок — в основном 40 см.

Источники излучений, как правило, помещались на оси рефлектора на различных расстояниях от его поверхности. При этом использовались как точечные источники излучений, так и объемный источник, пред- ставляющий собой сферически-симметричный макет крупногабаритного ядерного реактора на быстрых ней- тронах с АЗ из сплава урана 36%-ного обогащения по ^{235}U . Внешний диаметр макета 80 см.

Системы нейтронов и γ -квантов в варианте точеч- ных источников — делительные. Объемный источник излучает и нейтроны, и γ -кванты с характерными для реакторов на быстрых нейтронах спектрами и угловы- ми распределениями и равным 6,44 отношением чисел нейтронов и γ -квантов утечки.

Геометрия систем с рефлекторами в форме полу- сферы и квазипараболаида с точечным источником излучений показана на рис. 9, 10. В расчетах опреде- лались флюенсы нейтронов и γ -квантов, проинтегриро- ванные на четырех круговых или кольцевых площад- ках плоскости, перпендикулярной оси x рефлектора и пересекающей эту ось на расстоянии R от источника (см. рис. 9, 10).

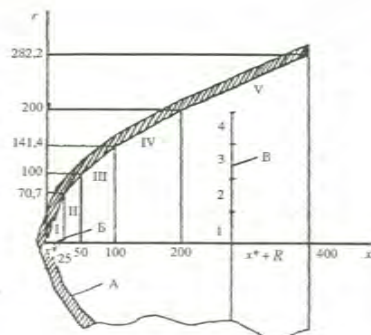


Рис. 10. Геометрия задачи с рефлектором в форме квазипараболаида: А — рефлектор; Б — точечный источник нейтро- нов; В — плоскость наблюдения флюенсов n -, γ -излучения. На оси x указаны координаты мест контакта фрагментов, на оси r — радиусы внутренних поверхностей на торцах фрагментов; 1–4 — номера площадок

Поиск оправдал себя. Данные расчетов с доста- точной определенностью свидетельствуют о проявле- нии эффектов "прожектора" и в области быстрых ней- тронов, и в области γ -квантов.

Из расчетов следует, что для рефлекторов в форме полусферы, а также цилиндра и квазипараболаида с длиной L , равной радиусу устья $r_{\text{ст}}$ т. е. для рефлекто- ров трех указанных геометрий с одинаковыми отноше- ниями глубины к радиусу устья коэффициенты усилие- ния и генерации флюенсов практически равны. Оди- наковые эффекты и в рефлекторах в форме цилиндра (с одним открытым торцом) и квазипараболаида при равных отношениях $L/r_{\text{ст}}$.

В случае неглубоких по форме рефлекторов как для нейтронов, так и для γ -квантов эффект увеличива- ется с приближением источника излучений к поверх- ности рефлектора.

Наиболее подробные данные получены для систем с рефлекторами в форме полусферы. Показано, что при помещении источника излучений вблизи поверх- ности рефлектора коэффициенты усиления флюенса нейтронов и γ -квантов в варианте рефлектора из желе- за практически не меняются на расстояниях от $3r_{\text{ст}}$ до $10r_{\text{ст}}$ и равны ~ 5 для нейтронов и ~ 2 для γ -квантов, а коэффициент генерации поля γ -квантов в системе с рефлектором из смеси полиэтилена с кадмием на тех же расстояниях изменяется от 3,5 до 2,5. При исполь- зовании в качестве источника макета ядерного реак- тора в системе со сферическим рефлектором из железа достигается усиление флюенса нейтронов в 3,7 раза, а в системе с рефлектором из смеси полиэтилена с кад- мием усиление флюенса γ -квантов в 20,5 раза.

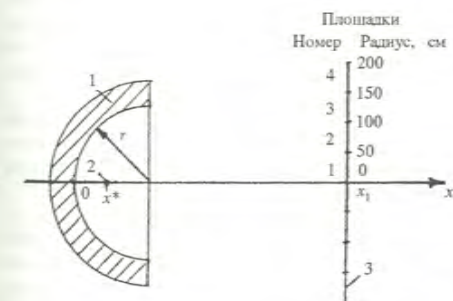


Рис. 9. Геометрия задачи со сферическим рефлектором: 1 — рефлектор; 2 — точечный источник нейтронов или γ -квантов; 3 — плоскость наблюдения флюенсов n -, γ -излучений; x^* — ко- ордината источника; x_1 — координата площадок 1–4 ($R = x_1 - x^*$)

Весьма впечатляющей является информация по эффектам в системах с рефлекторами в форме закрытых с одного торца труб. Получено, что коэффициенты генерации и усиления флюенсов в этом случае быстро растут с увеличением длины трубы до $L = (5-10)r_{\text{отн}}$, после чего выходят на плато. Значения коэффициентов на плато в трубах более высокие, чем в варианте сферического рефлектора. Так, коэффициент усиления флюенса нейтронов в трубе из железа при точечном источнике нейтронов равен 39, а коэффициент генерации γ -квантов в такой же трубе из смеси полиэтилена с кадмием — 11. В системе с рефлектором в форме трубы, с объемным источником $\text{л-}\gamma$ -излучений в виде макета ядерного реактора коэффициенты усиления флюенса нейтронов и γ -квантов равны соответственно ~ 21 (труба из железа) и ~ 60 (труба из смеси полиэтилена с кадмием).

Изменение расположения источника нейтронов относительно закрытого торца трубы (координата x^*) практически не сказывается на коэффициентах $\Phi_{\text{отн}}$, $\Psi_{\text{отн}}$. Высокие значения коэффициентов $\Phi_{\text{отн}}$, $\Psi_{\text{отн}}$ заметно понижаются при выводе площадок наблюдения флюенсов за пределы трубы. В варианте трубы с двумя открытыми торцами в сравнении с вариантом трубы с одним открытым торцом значения коэффициентов $\Phi_{\text{отн}}$, $\Psi_{\text{отн}}$ в несколько раз понижаются, но, тем не менее, сохраняют заметный уровень.

Показано, что значения коэффициентов $\Phi_{\text{отн}}$, $\Psi_{\text{отн}}$ в системах с рефлектором из смеси полиэтилена с кадмием практически одинаковы при толщинах стенок рефлектора 10 и 40 см. Однако при переходе к рефлектору толщиной 5 см значения коэффициента $\Psi_{\text{отн}}$ заметно понижаются. Вариант рефлектора из урана природного состава, несмотря на высокое альbedo быстрых нейтронов, не имеет четких преимуществ в сравнении с рефлектором из железа, а в случае трубы даже уступает последнему.

Были получены спектры нейтронов и γ -квантов для разных комбинаций источников излучений и рефлекторов. Ввиду того что в рассматриваемых нейтронных полях доминируют нейтроны, отраженные от рефлектора, спектры их заметно мягче спектров нейтронов в быстрых реакторах. Так, в системе со сферическим рефлектором из железа доля нейтронов с энергией выше 0,1 МэВ равна 0,81, в системе с рефлектором в форме трубы из того же материала — 0,55, а в макете реактора — 0,94. В отличие от нейтронов спектр γ -квантов в рассматриваемых системах близок спектру γ -квантов в макете реактора.

С помощью аналитически-численных решений были получены данные о пространственном распределении флюенса нейтронов. Характерной особенностью этих распределений является сравнительная пологость их хода в поперечном к оси рефлектора направлении. При смещении источника нейтронов от оси рефлектора

пространственное распределение флюенса нейтронов становится асимметричным.

С помощью этих решений показано также, что эффект усиления флюенса нейтронов рефлекторами во всех случаях повышается с ростом анизотропии отражения нейтронов от поверхности рефлектора.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Coats R.L. The Sandia Booster Assembly (EDNA Program). — Fast Burst Reactors. USAEC CONF-690102, 1969, p. 403–426.
2. Perry A.M. A high-yield molten-salt burst reactor. — In [1], p. 387–402.
3. King L.D.P. Disposable-core fast burst reactors. — In [1], p. 427–442.
4. АС 786619, МКИ G21C1/28. Двухкаскадный умножитель нейтронов / В.Ф. Колесов, А.А. Малинкин. — БИ, 1991, № 30, с. 240.
5. 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.
6. Kolesov V.F., Malinkin A.A. Two-section pulsed reactor with asymmetrical neutron coupling between sections. Proceedings on International Workshop on Pulsed Advanced Neutron Sources. Dubna, 25–27 June 1991. — Pulsed nuclear reactors: new capabilities for scientific research: Препринт № ДЗ-92-76. Дубна: ОИЯИ, 1992.
7. Павловский А.И., Малинкин А.А., Колесов В.Ф. и др. Двухсекционный бустер-реактор "Каскад" (БР-К). — ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 1992, вып. 3, с. 3–11.
8. Босамыкин В.С., Кошелев А.С., Герасимов А.И. и др. Высокоинтенсивный источник нейтронов на базе мощного ускорителя электронов ЛНУ-30 и импульсного ядерного реактора БР-1. — Advanced pulsed neutron sources: Physics of/at advanced pulsed neutron sources, PANS-2, 14–17 June 1994. ОИЯИ, Дубна, 1995, с. 114–121.
9. Босамыкин В.С., Малинкин А.А., Колесов В.Ф. и др. Конструкция и физико-технические характеристики бустер-реактора БР-К1. — ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 1996, вып. 1, с. 3–12.
10. Griffin P.J., Miller J.D., Harms G.A. et al. Design trade-off study for a large volume short pulse neutron assembly. — Physics, Safety, and Applications of Pulse Reactors. Proc. Intern. Topical Meeting on physics, safety, and applications of pulse reactors, Washington, D.C., November 13–17, 1994, p. 292–299.
11. Колесов В.Ф. Импульсный реактор на быстрых нейтронах с подвижными блоками отражателя. — ВАНТ. Сер. Импульсные реакторы и простые критические сборки, 1988, вып. 1, с. 33–43.

12. Баженов Э.М., Бахрах-С.М., Ковалев Н.П. и др. Численное решение задач о распространении термоупругих волн напряжений в реакторе с подвижными блоками отражателя. — Там же, вып. 2, с. 36–43.

13. Фоминых В.И., Мигуныков О.А. Направленный излучатель тепловых нейтронов "Прожектор". — Исследования в области измерений ионизирующих излучений: Тр. метрологических институтов СССР. Л.: Энергия, 1974, вып. 166 (226), с. 30–35.

14. Ряшиков В.И. Направленный излучатель тепловых нейтронов и его применения для нейтронно-радиационного определения зольности угля. — Заводская лаборатория, 1986, т. 52, № 6, с. 53–56.

15. Hopwood F.L., Chalmers T.A. Directed diffusion or canalization of slow neutrons. — *Nature*, 1935, vol. 135, № 3409, p. 341–342.

16. Fink G.A. The production and absorption of thermal energy neutrons. — *Phys. Rev.*, 1936, vol. 50, № 8, p. 738–747.

17. 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.

18. Колесов В.Ф., Штарев С.К., Петров Ю.В. Характеристики n -, γ -полей, формируемых вогнутыми рефлекторами. — ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 1989, вып. 4, с. 9–17.

ИЗМЕРЕНИЕ СПЕКТРОВ НЕЙТРОНОВ УТЕЧКИ СФЕРИЧЕСКИХ КРИТИЧЕСКИХ СБОРОК ИЗ ^{235}U (90%), ^{235}U (36%) И ^{239}Pu (98%)

А. М. Швецов, В. П. Егоров, А. Н. Захаров, М. И. Кувшинов, Э. Ф. Фомушкин
(РФЯЦ-ВНИИЭФ)

ВВЕДЕНИЕ

Одной из важнейших характеристик критических сборок является энергетический спектр нейтронов утечки. Знание спектров утечки необходимо при использовании критических сборок в качестве источников нейтронов, а также для тестирования расчетных программ и нейтронных констант [1].

В качестве детекторов в нейтронных спектрометрах широко используются газовые пропорциональные счетчики ядер отдачи. К основным достоинствам таких детекторов относятся широкий диапазон измеряемой энергии нейтронов, хорошее энергетическое разрешение, простота конструкции счетчиков.

В настоящей работе описываются измерения спектров нейтронов утечки критических сферических сборок из металлического урана, обогащенного до $\approx 90\%$ и до $\approx 36\%$ изотопом ^{235}U , и плутония, содержащего $\approx 98\%$ изотопа ^{239}Pu . С целью проверки достоверности результатов измерений на критических сборках аналогичные измерения выполнены также для ^{252}Cf , нейтронный спектр которого в настоящее время принято считать эталонным.

1. ХАРАКТЕРИСТИКИ СЧЕТЧИКА

Счетчик, использованный в настоящей работе, входит в состав нейтронного спектрометра, описанного в работе [2]. Параметры счетчика, полученные после внесения в его конструкцию некоторых изменений, приведены ниже.

Счетчик имеет цилиндрическую форму. Длина цилиндра-катода 100 см, внутренний диаметр 7,5 см, толщина стенки 1 мм, материал — нержавеющая сталь. Внутренняя поверхность катода тщательно отполирована. По оси цилиндра натянута вольфрамовая проволока-анод диаметром 40 мкм. Вводы анода окружены с обеих сторон охранными трубками из кобальда длиной

35 мм и диаметром 2 мм. Для предотвращения провисания по длине счетчика анод находится под действием натяжения небольшой пружины. Высокое напряжение подается на катод, сигнал снимается с анода. Откачка счетчика и напуск газа осуществляются через небольшой кран иглокатного типа. С целью исключения влияния внешних электромагнитных наводок счетчик окружен дюралевым экраном.

Выбор состава и давления рабочего газа счетчика, высокого напряжения и другие параметры определялись исходя из требуемой величины измеряемого диапазона энергии нейтронов, возможностей электронной аппаратуры и т. д. После ряда предварительных расчетов и испытаний в качестве рабочего газа был выбран метан (чистота 99,99%). Перед наполнением газом счетчик откачивался в вакуумной среде до $\approx 10^{-5}$ мм рт. ст. при температуре $\approx 180^\circ\text{C}$ в течение примерно 5 часов. Затем счетчик заполнялся метаном до давления 3 атм.

Для энергетической калировки и определения энергетического разрешения к рабочему газу добавлялось $\approx 0,4\%$ ^3He . Сечение экзотермической реакции $^3\text{He}(n, p)^3\text{H}$ ($Q = 0,764$ МэВ) на тепловых нейтронах составляет ≈ 5300 б и резко падает при увеличении энергии нейтронов. Благодаря этому на аппаратурных спектрах ядер отдачи при облучении счетчика тепловыми нейтронами присутствует надежный реперный пик, соответствующий энергии 0,764 МэВ.

Были исследованы зависимости относительного энергетического разрешения и газового усиления счетчика от напряжения на катоде. Исходя из результатов исследований и требуемого диапазона энергии нейтронов, для измерения спектров были выбраны два рабочих напряжения. При напряжении на катоде 2,5 кВ энергетическое разрешение счетчика составляло 3,5 %, перекрываемый диапазон энергии ядер отдачи 0,2 — 10 МэВ, а при 3 кВ эти параметры составляли соответственно 3,6 % и 0,05—2,5 МэВ. Эффективность регистрации счетчиком нейтронов по спектру нейтронов спонтанного деления ^{252}Cf составила $\approx 13\%$.

2. ПРОГРАММЫ ОБРАБОТКИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

2.1. Расчет матрицы отклика. В общем случае искомым спектр нейтронов $\Phi(E_n)$ связан с измеренным амплитудным распределением $S(v)$ интегральным уравнением Фредгольма 1-го рода

$$\int_0^{\infty} F(v, E_n) \Phi(E_n) dE_n = S(v), \quad (1)$$

где $F(v, E_n)$ — вероятность того, что нейтрон с энергией E_n образует импульс с амплитудой v .

Функция $F(v, E_n)$ представляет собой амплитудное распределение импульсов от моноэнергетических нейтронов с энергией E_n . Одним из методов решения уравнения (1) является сведение интегрального уравнения к системе m линейных уравнений

$$\sum_{j=1}^m F_{ij} \Phi(E_j) = S(v_i). \quad (2)$$

Решение этой системы наиболее удобно представить в виде:

$$\Phi(E_j) = \sum_{i=1}^m F_{ij}^{-1} S(v_i), \quad (3)$$

где F_{ij}^{-1} — обратная матрица по отношению к прямой матрице F_{ij} .

Таким образом, для обработки аппаратурных спектров, полученных с помощью пропорционального счетчика, необходимо знать амплитудное распределение для набора моноэнергетических линий нейтронов. С этой целью для построения прямой матрицы можно использовать генератор Ван де Граафа. Однако проведение измерений матрицы отклика требует длительного времени. Кроме того, любое изменение геометрии счетчика или состава рабочего газа влечет за собой новое исследование матрицы отклика. Поэтому более универсальным и гибким методом следует, по-видимому, считать теоретический расчет матрицы. Для этого составлена программа SUPREMAC (Stringent Universal Program for Response Matrix Calculation — точная универсальная программа для расчета матрицы отклика). Подробно рассмотрим организацию этой программы и физические процессы в счетчике, которые учитываются при расчете матрицы.

Работа программы SUPREMAC организована в диалоговом режиме пользователя с ЭВМ через дисплей. После ответа на все запросы (всего около 50 запросов) происходит обнуление переменных, чтение файлов данных по пробега, сечениям и угловым распределениям вторичных нейтронов.

Первой рассчитывается функция для максимальной энергии нейтрона, последней — функция для самой

малой энергии. Расчет очередной функции отклика считается законченным, если разыграны все заказанные для нее события.

Энергия нейтрона при расчете j -й функции отклика разыгрывается для каждого события в интервале $E_{\max} - j \Delta E_n < E_n < E_{\max} - (j-1) \Delta E_n$, где $E_{\max}$ — максимальная энергия нейтронов, ΔE_n — шаг по энергии нейтронов в рассчитываемой матрице.

Розыгрыш энергии нейтрона внутри интервала может проводиться четырьмя разными способами:

- 1) энергия нейтрона — константа (например, середина интервала);
- 2) энергия нейтрона равномерно распределена внутри интервала;
- 3) энергия нейтрона внутри интервала имеет распределение по Гауссу;
- 4) энергия нейтрона имеет особое распределение, информация о форме распределения в этом случае считывается из отдельного файла данных.

После розыгрыша энергии нейтрона рассчитываются значения сечений взаимодействия нейтрона со всеми видами ядер газов, присутствующих в счетчике. В общем случае это могут быть ядра водорода, углерода (составная часть молекулы метана CH_4), ^3He , ^4He , аргона, криптона, ксенона в любом сочетании составов и давлений. После розыгрыша сечения однозначно определяются параметры "сработавшей" реакции: вид бомбардируемого ядра и тип реакции взаимодействия с ним нейтрона.

Для продуктов реакции — протонов, тритонов, дейтронов, ядер углерода, ^4He , Ar , Kr , Xe — по соответствующим кинетическим закономерностям разыгрываются углы вылета и рассчитывается энергия. При этом для всех продуктов реакции (ПР) учитывается анизотропия рассеяния вторичных нейтронов в системе центра масс.

Большинство данных, используемых при работе программы SUPREMAC, взято из библиотеки ENDF/B-VI. Исключение составляют сечения и угловые распределения при взаимодействии нейтронов с ядрами аргона. Для этого элемента используются данные библиотеки JEF-2.

По энергии и массе ПР определяется его полный потенциальный пробег в газе счетчика. Если длина пробега от точки рождения ПР вдоль направления его движения меньше, чем расстояние до стенок счетчика и до границ мертвых областей, регистрируется вся энергия частицы. Если же пробег не полностью уместится в рабочем объеме, то ПР испытывает "стеночный" или "концевой" эффект.

При расчете матрицы использовались данные по пробегам протонов в метане и других газах из работы [3]. Пробеги других ядер вычислялись на основании аналитических выражений из работы [4].

В идеальном счетчике коэффициент газового усиления (КГУ) при переходе из рабочего объема в мертвую область падает скачком до нуля. Для реального счетчика этот спад обычно плавный. Существуют способы исследования зависимости КГУ по длине анода [5]. КГУ хорошо аппроксимируется кубическими параболой. В программу SUPREMAC введено несколько аналитических выражений для описания зависимости КГУ в мертвых областях.

Энергия, расходуемая протоном на образование ион-электронной пары w , в широком интервале энергии постоянна и несколько увеличивается для энергии $E_n < 50$ кэВ [6]. Для ядер углерода w имеет довольно сложную энергетическую зависимость [6]. Эти особенности учтены в описываемой программе.

В зависимости от геометрии трека ПР в счетчике и с учетом последнего замечания рассчитывается эффективная энергия, оставленная ПР в счетчике. Затем происходит "размытие" энергии ПР по распределению Гаусса. При этом параметры распределения вычисляются из данных по относительному энергетическому распределению счетчика и коэффициенту газового усиления.

После определения эффективной энергии, выделившейся в результате розыгрыша каждого нового нейтронного события, в соответствующий энергетический канал очередной рассчитываемой функции отклика записывается единица.

При движении внутри счетчика нейтрон может вылететь за пределы счетчика без взаимодействия. Тогда происходит переход к розыгрышу следующего события. Розыгрыш нового события начинается также в случае реакции захвата ($^3\text{He}(n, p)T$ или $^3\text{He}(n, d)D$) или если нейтрон вылетел за пределы счетчика после очередного упругого рассеяния.

С помощью программы SUPREMAC можно рассчитывать матрицы отклика для счетчиков произвольных размеров цилиндрической или сферической формы. Источник нейтронов, для которого определяется матрица, может быть точечным с произвольным расположением относительно счетчика, параллельным с произвольным направлением относительно оси счетчика или изотропным. Работа описываемой программы реализована на ЭВМ Alpha-VAX и на персональном компьютере.

В литературе довольно часто публикуются экспериментальные данные по измерению аппаратных функций отклика пропорциональных счетчиков при облучении их моноэнергетическими нейтронами с описанием геометрии счетчиков, состава и давления газов [6, 7]. В программе SUPREMAC имеется возможность расчета функций отклика газовых счетчиков на нейтроны определенной энергии. Такие расчеты проводились, сравнение результатов показывает отличное согласие расчета с экспериментом (см. [2]).

2.2. Восстановление нейтронных спектров. Для восстановления нейтронных спектров по рассчитанной матрице отклика и экспериментальным аппаратным распределениям составлена программа UFONIM (UnFolding of Neutrons spectra with the aid of Iteration Matrix methods – восстановление нейтронных спектров с помощью итерационных матричных методов). Приведем основные этапы восстановления нейтронных спектров по этой программе.

1. Энергетическая калибровка шкалы анализатора.
2. Объединение аппаратного спектра по нескольким каналам в один по энергетической сетке продуктов реакции в рассчитанной матрице отклика.
3. Вычитание фона.
4. Вычитание определенного заранее аппаратного распределения для высокоэнергетического участка спектра нейтронов.
5. Восстановление нейтронного спектра методом обращения матрицы отклика или с использованием итерационных методов Тараско [8, 9] (направленного расхождения) или Скофилда – Голла [9, 10].
6. Корректировка восстановленного спектра нейтронов на функцию пропускания нейтронов через материал контейнера источника, входного окна счетчика, через воздух и т. д.

3. МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ СПЕКТРОВ НЕЙТРОНОВ

3.1. Электронная аппаратура. При измерении нейтронных спектров в качестве высоковольтного источника для счетчика использовался блок питания Model 456 фирмы ORTEC (США). Параметры его таковы: выходное напряжение от 0 до ± 3 кВ, допустимый ток нагрузки 10 мА, временная нестабильность менее 0,01%/ч или менее 0,03%/сут. Напряжение с блока питания через сглаживающий RC-фильтр с постоянной времени примерно 3 с подавалось на катод счетчика.

С зарядочувствительного предусилителя ТУР 1005А фирмы POLON (Польша) сигнал по линии связи длиной ≈ 15 м подавался на вход спектрометрического усилителя ACTIVE FILTER AMPLIFIER 1101 фирмы POLON (Польша). Постоянная времени усилителя была выбрана равной 4 мкс. Значение ее определялось по наилучшему энергетическому разрешению счетчика. С выхода усилителя сигнал поступал на амплитудно-цифровой преобразователь ADC 8075 фирмы CANBERRA (США) и далее – на входной регистр 21R 2010 фирмы SEN (Швейцария). Последний использовался для управления работой ADC и связи с крейт-контроллером через CAMAC-шину. С выхода крейт-контроллера сигнал подавался на 1024-канальный ана-

лизатор импульсов, организованный на базе персонального компьютера. Для проверки линейности всего измерительного тракта и определения величины смещения прямой "энергия – номер канала" использовался генератор точной амплитуды. По окончании каждой серии измерений набранный спектр записывался в файл на жесткий диск компьютера.

3.2. Геометрия экспериментов. На рис. 1 изображена схема геометрии экспериментов. Во время измерений каждая критическая сборка устанавливалась в центре зала размером 10×12 м на высоте около 2 м над уровнем пола. Пучок нейтронов со сборки проходил через коллиматор диаметром 200 мм в бетонной стене толщиной 3 м. В следующем зале на расстоянии 1 м за коллиматором соосно с пучком нейтронов был установлен счетчик. Такая геометрия эксперимента практически исключала попадание в счетчик нейтронов, рассеянных от пола и стен зала, в котором была установлена критическая сборка. Кроме того, взаимное расположение сборки, коллиматора и счетчика было выбрано так, что даже для сборки с самым большим диаметром стенки коллиматора не препятствовали попаданию прямого потока нейтронов с любой точки поверхности сборки в любую точку детектора. После прохождения через счетчик нейтронный поток попадал в нейтронную ловушку, которая находилась на расстоянии примерно 2 м за дальним торцом счетчика.

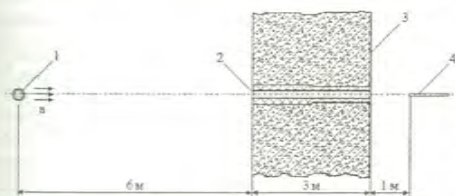


Рис. 1. Взаимное расположение критической сборки, коллиматора и детектора нейтронов: 1 – критическая сборка; 2 – коллиматор, диаметр 200 мм; 3 – бетонная стена; 4 – детектор нейтронов

3.3. Измерение энергетических спектров нейтронов. Измерения спектров нейтронов утечки критических сборок и нейтронов спонтанного деления ^{252}Cf проводились сериями продолжительностью 1–2 ч. Выход нейтронов с критическихборок поддерживался на уровне менее 10^{10} нейтр./с. Превышение этой величины приводило к некоторому ухудшению относительного энергетического разрешения и увеличению доли мертвого времени. Поток нейтронов от калифорниевого источника, который использовался для исследования спектра, на момент проведения измерений составлял $0,846 \cdot 10^8$ нейтр./с. Для увеличения эффективности

регистрации нейтронов источника ^{252}Cf последний располагался на расстоянии примерно 1 м от входа коллиматора.

Кроме измерений на прямом пучке проводились также исследования фона нейтронов, рассеянных в помещении, в котором находился детектор. С этой целью счетчик выводился из прямого потока нейтронов, а на его место устанавливался "фантом" – счетчик такой же массы. Как и следовало ожидать, фон в этих измерениях обнаружен не был.

Периодически во время измерений проводились проверки стабильности всего измерительного тракта. Для этого счетчик облучался потоком тепловых нейтронов. Неизменность положения и постоянство ширины теплового пика от ^3He указывали на то, что весь измерительный тракт работает в правильном режиме.

4. ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

Обработка результатов проводилась с помощью программы UFONIM по методике, изложенной в п. 2.2. Энергетическая калибровка шкалы анализатора проводилась по положению теплового пика реакции $^3\text{He}(n, p)T$ ($Q = 0,764$ МэВ). Однако необходимо также было убедиться в линейности и несмещенности зависимости номера канала анализатора от энергии. С этой целью были проведены измерения спектров нейтронов прямого пучка $^{239}\text{Pu}-\alpha-^9\text{Be}$ источника и того же источника за слоем графита толщиной 12 см. По восстановленным из этих измерений нейтронным спектрам была построена калибровочная прямая, представленная на рис. 2. По оси абсцисс отложена энергия, соответствующая положению характерных максимумов и минимумов нейтронного спектра $^{239}\text{Pu}-\alpha-^9\text{Be}$ источника и кривой полного сечения взаимодействия нейтронов с ядрами углерода, по оси ординат – энергия соответствующих нерегулярностей на восстановленных нейтронных спектрах. Спектры были получены в предположении линейности и несмещенности прямой "энергия ядра отдачи – номер канала анализатора". Как видно из рисунка, условия и линейности, и несмещенности калибровочной прямой выполняются с большой точностью.

Несколько подробнее остановимся на учете гамма-фона. Предварительные исследования с источником ^{252}Cf , а также с различными источниками гамма-квантов показали низкую чувствительность счетчика к γ -квантам в области энергии протонов отдачи $E_p < 0,5$ МэВ и практически полную нечувствительность для энергии выше этой величины. Восстановление нейтронных спектров проводилось с вычитанием фона γ -квантов. При этом учитывался как фон гамма-квантов непосредственно с источника (^{252}Cf или кри-

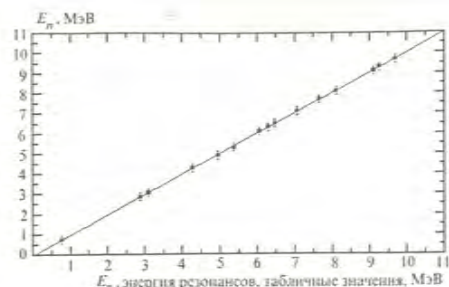


Рис. 2. Энергетическая калибровка счетчика: $\circ$ — тепловой пик; $\bullet$ — $^{239}\text{Pu-Be}(\alpha, n)$ источник; $\blacksquare$ — $^{239}\text{Pu-Be}(\alpha, n)$ источник за слоем углерода; — — аппроксимация $Y = A + BX$: $A = -0,01603 \pm 0,02301$, $B = 1,00383 \pm 0,00356$

тической сборки), так и гамма-квантов, рожденных в процессе взаимодействия нейтронов со стенками коллиматора. Кроме того, при восстановлении нейтронных спектров учитывался также фон нейтронов, отраженных от стенок коллиматора.

Необходимо отметить, что применение свинцовых фильтров или электронных схем дискриминации γ -квантов часто приводит к искажению истинных аппаратурных распределений во всем измеряемом диапазоне энергии.

Восстановление спектров нейтронов по матрице отклика и аппаратурным распределениям проводилось с помощью итерационного метода Тараско. В качестве первого приближения использовались искусственно сгенерированные кривые. Как правило, при различных способах задания первого приближения восстановленные нейтронные спектры практически совпадали между собой. Обычно проводилось 250 итераций.

Восстановленный из экспериментальных данных спектр нейтронов спонтанного деления ^{252}Cf изображен на рис. 3, а спектры нейтронов утечки критических сборок из ^{235}U (90%), ^{239}Pu (98%) и ^{235}U (36%) — на рис. 4, 5 и 6 соответственно. Все спектры представлены в двух частично перекрывающихся диапазонах энергии: $0,05 \text{ МэВ} \leq E_n \leq 2,0 \text{ МэВ}$ с шагом $0,05 \text{ МэВ}$ и $0,2 \text{ МэВ} \leq E_n \leq 8,0 \text{ МэВ}$ с шагом $0,2 \text{ МэВ}$. Два способа представления спектров соответствуют двум режимам работы счетчика (см. выше). Данные представляемой работы нормированы на единицу в области энергии нейтронов $0,05$ – $8,0 \text{ МэВ}$.

На рис. 3, кроме экспериментальных данных, приведен также спектр-оценка Маннихарта [11]. Наблюдается неплохое согласие измеренного и оцененного спектров.

Для сравнения на рис. 4 и 5 приведены спектры нейтронов утечки критических сборок GODIVA (^{235}U)

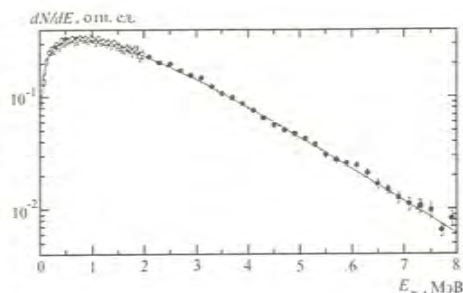


Рис. 3. Энергетический спектр нейтронов спонтанного деления ^{252}Cf : $\bullet$ — диапазон $0,2$ – $8,0 \text{ МэВ}$, шаг $0,2 \text{ МэВ}$; $\circ$ — диапазон $0,05$ – $2,0 \text{ МэВ}$, шаг $0,05 \text{ МэВ}$; — — оценка Маннихарта [11]

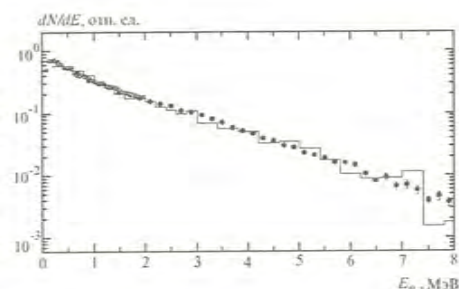


Рис. 4. Энергетический спектр нейтронов утечки критической сборки KC-1 (^{235}U (90%)): $\bullet$ — диапазон $0,2$ – 10 МэВ , шаг $0,2 \text{ МэВ}$; $\circ$ — диапазон $0,05$ – $2,0 \text{ МэВ}$, шаг $0,05 \text{ МэВ}$; — — спектр нейтронов утечки критической сборки GODIVA (^{235}U (94%)) [12]

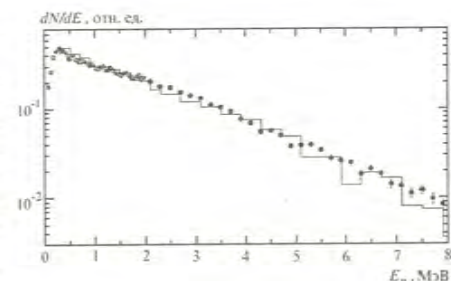


Рис. 5. Энергетический спектр нейтронов утечки критической сборки KC-2 (^{239}Pu (98%)): $\bullet$ — диапазон $0,2$ – 8 МэВ , шаг $0,2 \text{ МэВ}$; $\circ$ — диапазон $0,05$ – $2,0 \text{ МэВ}$, шаг $0,05 \text{ МэВ}$; — — спектр нейтронов утечки критической сборки JEZEBEL (^{239}Pu (95%)) [12]

и JEZEBEL (^{239}Pu) [12]. Спектры этих сборок перенормированы в соответствии с данными настоящей работы в области перекрытия энергии нейтронов.

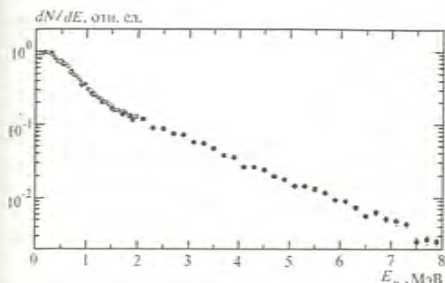


Рис. 6. Энергетический спектр нейтронов утечки критической сборки KC-12 (^{235}U (36%)): ● — диапазон 0,2–8 МэВ, шаг 0,2 МэВ; ○ — диапазон 0,05–2,0 МэВ, шаг 0,05 МэВ

Статистические погрешности восстановленных нейтронных спектров вычислялись с помощью программы UFONIM методом рандомизации [9]. Процедура расчета заключалась в следующем. Количество отсчетов в каждом энергетическом интервале аппаратного спектра многократно "размывалось" по распределению Гаусса с величиной стандартного отклонения $\sigma_i = \sqrt{N_i}$, где i — номер интервала, N_i — количество отсчетов в интервале.

По каждому размытому аппаратному спектру находилось решение с помощью итерационного метода направленного расхождения. В качестве первого приближения в этом случае выбирался тот же спектр, что и при восстановлении без размытия аппаратного распределения. Таким же, как и без размытия, выбиралось число итераций для восстановления спектра. Полученные решения запоминались (заносятся в массив). Как выяснилось в ходе исследований, оптимальное количество размытий — 50. Таким образом, в каждом энергетическом интервале нейтронного спектра получалось 50 значений. Их распределения в каждом интервале имели гауссову форму, причем смещения относительно неразмытого решения не наблюдались. По набору из 50 величин в каждом интервале спектра определялась величина стандартного отклонения, которая и принималась за статистическую погрешность. При определении статистических погрешностей спектров в рассматриваемом диапазоне энергии $E_n = 0,05\text{--}2,0$ МэВ необходимо было учесть погрешности как в измеренном аппаратном спектре, так и в вычитаемом из него рассчитанном аппаратном распределении для нейтронов с энергией $E_n = 2,5\text{--}10,0$ МэВ. В этом случае дисперсия разности двух случайных величин вычислялась как сумма их дисперсий. Статистическая погрешность расчета матрицы не учитывалась, так как для каждой составляющей матрицу функции разыгрывалось достаточно много событий (10^5). На рис. 3, 4, 5 и 6 отмечены статистические погрешности.

Систематические погрешности измерений обусловлены погрешностями данных по пробегаем протонов и ядер углерода в метане, а также неопределенностью калибровки энергетической шкалы анализатора.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В последнее время проводится работа по дополнению и уточнению ядерных констант, которые используются в программе расчета матрицы отклика газовых пропорциональных счетчиков. В частности, вводятся последние версии данных по сечениям и угловым распределениям продуктов реакций при взаимодействии нейтронов с ядрами элементов газов-наполнителей и конструкционных материалов счетчика.

Разработанный нейтронный спектрометр имеет широкие области применения. В дальнейшем с использованием разработанной методики планируется продолжить измерения спектров нейтронов утечки на других источниках. Кроме того, спектрометр может найти применение в исследовании нейтронных полей в различных экспериментальных помещениях. Это позволит существенно уточнить фоновые характеристики измерений, проводимых на различных экспериментальных установках ВНИИЭФ.

В настоящее время спектрометр находит применение в работах по основной тематике института и по некоторым проектам МНТЦ. Изучаются также другие возможные способы использования спектрометра.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Rutherford D. Forecast of Criticality Experiments and Experimental Programs Needed to Support Nuclear Operations in the United States of America: 1994–1999. LA-12683, LANL, Los Alamos, New Mexico, July 1994.
2. Shvetsov A.M., Fomushkin E.F. Wide-range neutron spectrometer on gas proportional counters. — Proceedings International Conference on Nuclear Data for Science and Technology, Gatlinburg, Tennessee, USA, May 9–13, 1994. Amer. Nucl. Soc. Inc., Illinois, USA. 1994, p. 130–132.
3. Janni J.F. Proton Range-Energy Tables, 1 keV–10 GeV. Atomic Data and Nuclear Data Tables. In Two Parts. Part 1. For 63 Compounds. Part 2. For Elements $1 \leq Z \leq 92$. 1982, vol. 27, № 4/5.
4. Немец О.Ф., Гофман Ю.В. Справочник по ядерной физике. — Киев: Наукова думка, 1975.
5. Bennett E.F., Yule T.J. Response Functions for Proton-Recoil Proportional Counter Spectrometer. — Nuclear Instruments and Methods, 1972, vol. 98, p. 393–412.
6. Verbinski V.V., Giovannini R. Proportional Counter Characteristics, and Applications to Reactor Neutron

Spectrometry. – Nuclear Instruments and Methods, 1974, vol. 114, № 2, p. 205–231.

7. Werle H. Neutron Spectrometry with Proton-Recoil Proportional Counters in the Energy Region up to 10 MeV. – Ibid., 1972, vol. 99, № 2, p. 295–300.

8. Тараско М.З. Об одном методе решения линейных систем со стохастическими матрицами: Препринт № 156. Обнинск: ФЭИ, 1969.

9. Колеватов Ю.И., Семенов В.П., Трыков Л.А. Спектрометрия нейтронов и гамма-излучения в радиационной физике. – М.: Энергоатомиздат, 1990.

10. Gold R., Scofield N.E. Iterative Solution for the Matrix Representation Detection Systems. – Bull. Amer. Phys. Soc., 1960, ser. 2, vol. 2, № 4, p. 276.

11. Mannhart W. Data fitting and evaluation techniques for neutron spectra. – International symposium on Nuclear Data evaluation methodology / Edited by C.L. Dunford. Singapore: World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd. 1993, p. 247–256.

12. Stewart L. Leakage Neutron Spectrum from a Bare ^{239}Pu Critical Assembly. – Nuclear Science and Engineering, 1960, vol. 8, p. 595–597.

ФИЗИЧЕСКАЯ СХЕМА МОЩНОГО ТЕПЛОВОГО РЕАКТОРА-ОБЛУЧАТЕЛЯ

Д. В. Бурцева, Г. В. Влох, В. Ф. Колесов, В. Н. Кривonosов, В. А. Попов, В. Т. Пунин,
А. Н. Сизов, А. А. Синянский, В. И. Турутов
(РФЯЦ-ВНИИЭФ)

Одной из наиболее важных практических задач современной радиационной физики является создание облучательных установок с экстремальными характеристиками. В данном докладе приведены результаты предварительных расчетов основных параметров подобной установки – теплового ядерного реактора, позволяющего производить облучение крупногабаритных объектов ($\sim 0,5 \times 0,5 \times 2,0$ м) нейтронными флюенсами $\sim 5 \cdot 10^{16}$ нейтр./см² при плотности потока $\sim 1 \cdot 10^{18}$ нейтр./(см²·с). Несомненным достоинством предлагаемого проекта является его дешевизна, поскольку активная зона (АЗ) реактора полностью базируется на существующем во ВНИИЭФ исследовательском критическом стенде.

Конструкция исследовательского критического стенда схематично представлена на рис. 1 (начало координат помещено в нижний передний левый угол стенда). Основной стенда является графитовый куб со стороной 2400 мм с 9 сквозными каналами сечением 500×500 мм. В организованной таким образом графитовой решетке сверху и с двух боковых сторон (между ячейками) установлены циркониевые каналы, в которых размещаются органы управления критическим стендом (стержни регулирования реактивности) и детекторы нейтронного потока. Основное назначение стенда – исследование критмассовых характеристик разбавленных размножающих систем.

Активная зона предлагаемого реактора-облучателя формируется размещением вновь изготавливаемых специальных реакторных модулей в сквозных каналах стенда. При этом периферийная кладка графитовой решетки толщиной 300 мм выполняет роль отражателя нейтронов. В качестве облучательной полости может быть использован центральный или любой другой сквозной канал стенда.

Каждый реакторный модуль имеет размеры 500×500×1800 мм и однородно заполнен дисперсионным уран-графитовым топливом (с ураном 90-процентного обогащения) с ядерным отношением N_u/N_g

$\sim 1:10000$ (концентрация урана в графите соответственно – 1:500 массовых частей). Суммарная масса ^{235}U в АЗ составляет при этом ~ 13 кг. С обоих торцов модули закрываются графитовыми отражателями толщиной 300 мм.

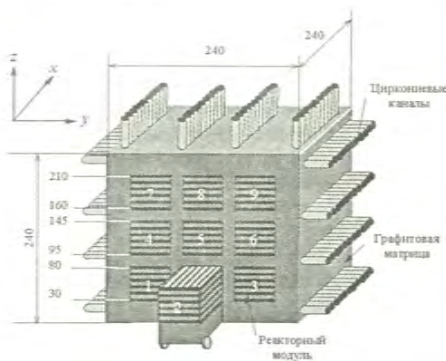


Рис. 1. Координатная схема реактора

КРИТМАССОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ РЕАКТОРА

Расчеты ядерно-физических параметров реактора проводились методом Монте-Карло по программам С-Эль и POLINA [1]. Используемые константы – ENDL-82. Статистическая погрешность большинства расчетов не превышает 2 - 3% (3σ). Результаты расчетов приведены ниже.

Расчетный спектр нейтронов в облучательной полости существенно тепловой и слабо зависит от координаты рассматриваемой точки АЗ. На рис. 2 показан расчетный спектр нейтронов в облучательной полости, создаваемой в центральном канале стенда. Нейтронный спектр в реакторном модуле имеет аналогичный вид.

Распределение плотности делений в каждом реакторном модуле практически симметрично относи-

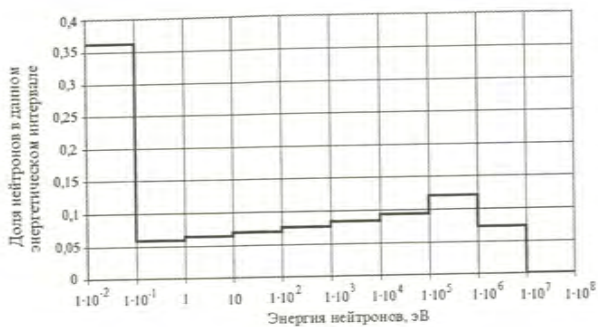


Рис. 2. Спектральный состав нейтронов в центральной облучательной полости ($X = 120$ см, $Y = 120$ см, $Z = 120$ см)

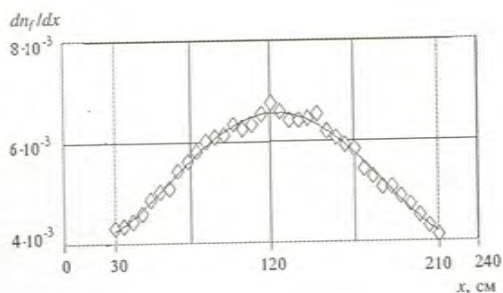


Рис. 3. Распределение плотности делений в центральном модуле реактора ($Y = 120$ см, $Z = 120$ см)

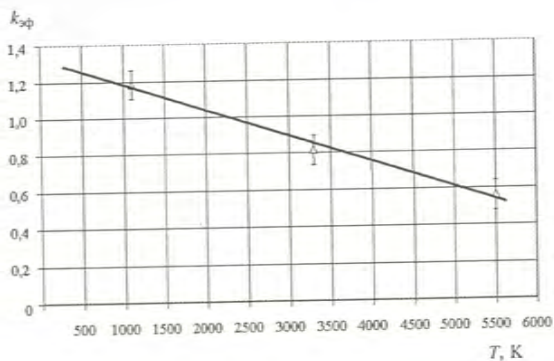


Рис. 4. Зависимость $k_{эф}$ от температуры АЗ (ядерное отношение $N_a/N_c = 10^{-4}$)

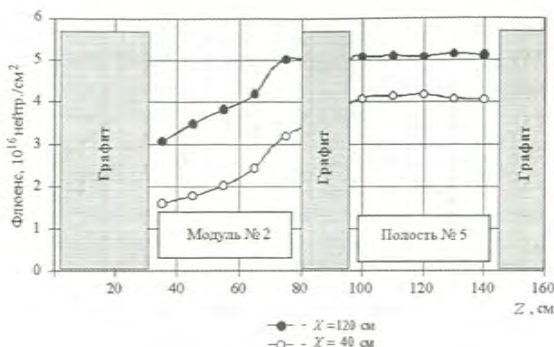


Рис. 5. Зависимость флюенса нейтронов от Z ($Y = 120$ см, $4 \cdot 10^{20}$ делений в АЗ)

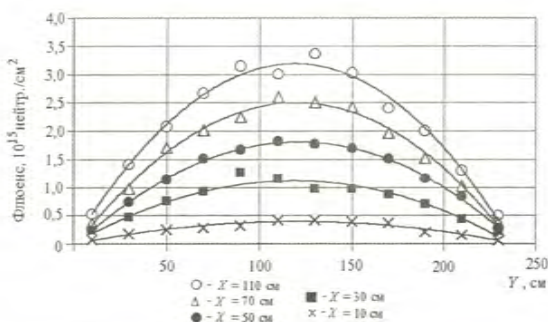


Рис. 6. Флюенс нейтронов на боковой поверхности реактора ($Z = 240$ см, $4 \cdot 10^{20}$ делений в АЗ)

тельно его центра по всем трем координатам и слабо зависит от расположения топливного модуля в АЗ. На рис. 3 в качестве примера показано изменение плотности делений вдоль центрального топливного модуля (плотность делений нормирована на одно деление в АЗ).

На рис. 4 представлена расчетная зависимость $k_{\text{эф}}$ от температуры АЗ, из которой следует, что температурный коэффициент реактивности отрицателен и равен:

$$\frac{\partial K_{\text{эф}}}{\partial T} \approx -1,42 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}.$$

Флюенс нейтронов в АЗ рассчитывался как при наличии облучательной полости, так и без нее. Абсолютные результаты нормировались на $4 \cdot 10^{20}$ делений в АЗ, что соответствует среднему разогреву топлива в теплоемкостном режиме до ~ 1400 К. В качестве примера на рис. 5 представлены результаты расчетов рас-

пределения флюенса при наличии центральной полости. (Ввиду симметрии верхняя часть АЗ не показана.)

Флюенс нейтронов утечки рассчитывался для верхней поверхности отражателя. Результаты представлены на рис. 6.

При однородном распределении топлива разогрев АЗ неравномерен, что может ограничить максимальное энерговыделение в теплоемкостном режиме работы. С целью выяснения возможности выравнивания распределения энерговыделения в АЗ был проведен цикл расчетов с профилированным размещением топлива по АЗ. В одном из вариантов относительная концентрация урана в графите в направлении осей Y и Z линейно увеличивалась от 1:15000 в центре АЗ до 1:3000 на периферии. На рис. 7 и 8 представлены сравнительные результаты расчетов распределения температуры по оси Z в однородной и профилированной АЗ. Рассмотрены два варианта: с наличием центральной полости и без нее.

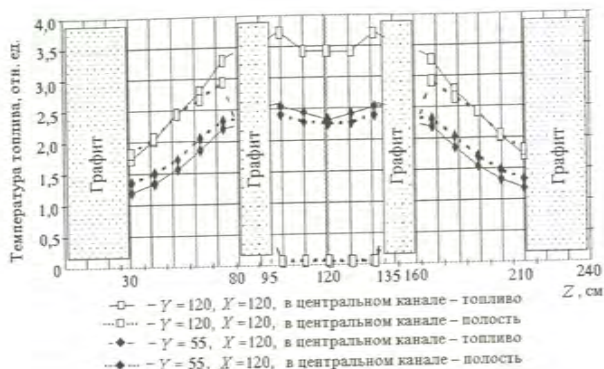


Рис. 7. Распределение температуры топлива (по Z) в однородной АЗ

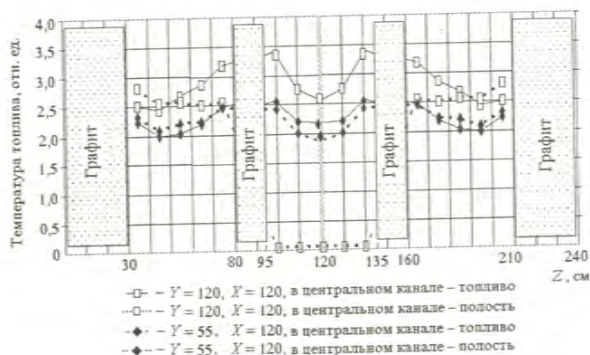


Рис. 8. Распределение температуры топлива (по Z) в АЗ с профилированным распределением урана

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ И ДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ РЕАКТОРА

Предполагается, что основным режимом работы реактора будет режим одиночных пусков с самогашением. Максимальное энерговыделение при этом определяется допустимым пределом локального разогрева графита. Зависимость максимальной локальной температуры $T_{\max}$ в АЗ от энерговыделения Q в предположении отсутствия теплопроводности может быть оценена из очевидного набора уравнений:

$$Q = \int_{V_0} q(\mathbf{r}) dV; \quad q(\mathbf{r}) \approx q|_{\max} L(x)L(y)L(z);$$

$$q|_{\max} = \rho \int_{T_0}^{T_{\max}} C_p(T) dT,$$

где $q(\mathbf{r})$ — плотность энерговыделения в точке $\mathbf{r}$; ρ и C_p — плотность и удельная теплоемкость графита; $L(x)$, $L(y)$, $L(z)$ — одномерные распределения плотности делений в АЗ, нормированные на единицу в точке $q_{\max}$.

При оценочных расчетах $T_{\max}$ использовались нормированные распределения, аналогичные представленным на рис. 3, 6, 7. Зависимость теплоемкости графита C_p от температуры в интервале 300–4000 К аппроксимировалась выражением [2] (теплоемкость выражена в Дж/(моль·К)):

$$C_p(T) \approx 4,824 + 2,863 \cdot 10^{-2} \cdot T - 3,25 \cdot 10^{-5} \cdot T^2 - 13,81 \cdot 10^{-6} \cdot T^2 + 2,276 \cdot 10^{-9} \cdot T^3.$$

Результаты расчетов представлены на рис. 9.

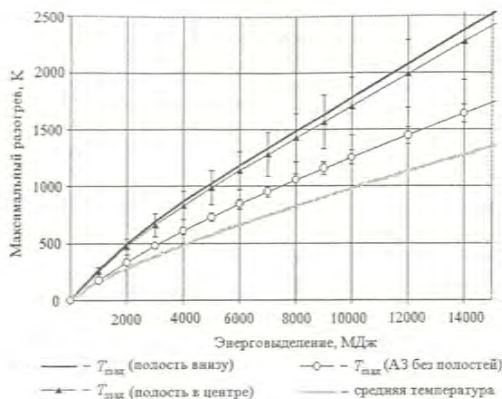


Рис. 9. Максимальный локальный разогрев АЗ

Расчеты динамики реактора проводились на основе уравнений одноточечной модели кинетики (см., например, [3]) с учетом зависимости эффективного коэффициента размножения нейтронов от эффектов обратной связи и нелинейной зависимости теплоемкости графита от температуры. Было принято, что допустимый средний разогрев материала АЗ не должен превышать 1500 К. Результаты расчета зависимости от времени мощности реактора приведены на рис. 10.

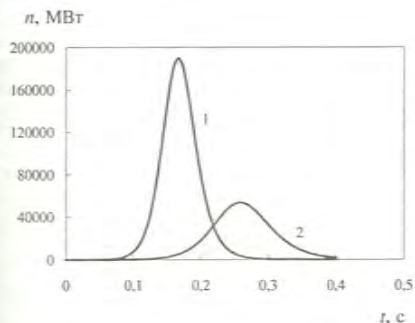


Рис. 10. Зависимость мощности реактора от времени:
1 — $\Delta k = 0,1$; 2 — $\Delta k = 0,06$

Кривая 1 соответствует вводу эффективного коэффициента размножения $\Delta k = 0,1$. Полное энерговыделение в реакторе для этого импульса составляет $J = 12200$ МДж, средняя температура к концу импульса $T = 1450$ К, ширина импульса на половине высоты $\tau_{1/2} = 45$ мс. Для кривой 2 соответствующие значения равны: $\Delta k = 0,06$; $J = 5800$ МДж; $T = 950$ К;

$\tau_{1/2} = 97$ мс. Как следует из результатов расчета, эти значения Δk реализуются и при наличии центральной или нижней облучательной полости.

Была рассмотрена также возможность формирования квазипрямоугольных импульсов в реакторе с помощью имеющихся органов регулирования реактивности (ОРР) исследовательского стенда. Для работы реактора на постоянной мощности необходимо лишь учесть влияние отрицательной обратной связи по температурному коэффициенту гашения реактивности. Предполагается, что реактор достигает заданного уровня мощности экспоненциально, после чего реактивность быстро изменяется до уровня, обеспечивающего перевод реактора на постоянный уровень мощности. Для дальнейшего поддержания мощности производится плавная регулировка реактивности путем программируемого перемещения групп стержней ОРР. Задача о нахождении $k(t)$ при известной зависимости измене-

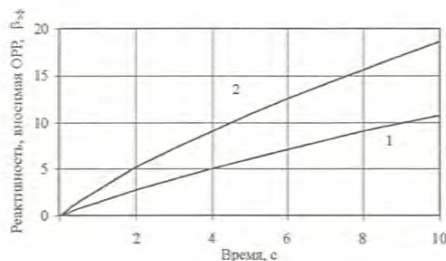


Рис. 11. График ввода реактивности при работе реактора на постоянной мощности: 1 — мощность реактора 500 МВт; 2 — мощность реактора 1000 МВт

ния мощности реактора от времени $\lambda(t)$ и произвольном состоянии реактора при $t < 0$ рассмотрена в [4]. Результаты расчета этой фазы изменения реактивности представлены на рис. 11 для двух уровней мощности.

Из представленной информации видно, что для обеспечения работы реактора на постоянной мощности необходимо вводить положительную реактивность. Скорость изменения реактивности при этом может достигать единицы $\beta_{\text{эф}}$ в секунду.

В заключение необходимо отметить, что по основным дозовым характеристикам предлагаемый вариант импульсного реактора-облучателя не уступает самым мощным отечественным и зарубежным установкам данного направления, а по размерам внутренней облучательной полости не имеет аналогов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Донской Е.Н., Ельцов В.А., Житник А.К. др. Метод Монте-Карло во ВНИИЭФ. – ВАНТ. Сер. Математическое моделирование физических процессов, 1993, вып. 2, с. 61–64.
2. Термодинамические свойства индивидуальных веществ / Под ред. В.П. Глушко, т. 1, кн. 2. – М.: Наука, 1981.
3. Колесов В.Ф. Импульсные самогасящиеся реакторы и методы их расчета. – В сб.: Динамика ядерных реакторов (под ред. Я.И. Шевелева). – М.: Энергоатомиздат, 1990, с. 167–282.
4. Сизов А.Н. О быстром переводе реактора на постоянный уровень мощности. – Атомная энергия, 1981, т. 50, вып. 4, с. 277–279.

АБСОЛЮТНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ РЕАКТИВНОСТИ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОГО РАСТВОРНОГО РЕАКТОРА ВИР-2М ПРИ ЗАМЕНЕ КОРПУСА АКТИВНОЙ ЗОНЫ

А. М. Воинов, С. Ф. Мельников, В. А. Попов
(РФЯЦ-ВНИИЭФ)

В канун 2000 года во ВНИИЭФ завершена процедура получения критической загрузки активной зоны (АЗ) 5-й модификации растворных реакторов типа ВИР, эксплуатация которых ведется в Ядерном центре с 1964 года. Основные параметры всех предшествующих модификаций этой универсальной физической установки [1, 2] приведены в таблице. Сложность геометрии АЗ всех модификаций реакторов типа ВИР связана с необходимостью получения интенсивного поля α -, γ -излучения на большой площади. Благодаря этому на реакторе ВИР-2 в 1972 году впервые осуществлена накачка газового твэла лазера высокого давления на переходах атомов Хе, возбуждаемых осколками деления урана [3].

Процедура заливки топливного раствора в новый корпус реактора ВИР-2М – достаточно сложная и трудоемкая физическая задача. Ранее для определения критконфигурации АЗ использовался в основном метод, основанный на экстраполяции в ноль кривой об-

ратной скорости счета детектора нейтронов в зависимости от объема АЗ. Этот метод удобен для определения критконфигурации, но для получения информации об абсолютных подкритических состояниях требует проведения исследований характеристик реактора при работе на асимптотических периодах разгона мощности.

В настоящее время разработана универсальная методика [4-6], которая позволяет контролировать состояние АЗ непосредственно в единицах $\beta_{\text{эф}}$, начиная с подкритического состояния около минус 50 $\beta_{\text{эф}}$. В этой методике для определения реактивности используется формализм односточечной кинетической модели реактора, посредством которого производится анализ переходных процессов, под которыми понимаются процессы релаксации размножающей системы к новому равносному состоянию после прекращения действия на нее возмущающего фактора. Методика испытана практически при демонтаже АЗ в "старом корпусе" реактора и его пуске с "новым корпусом"

Некоторые сведения о реакторах типа ВИР

Параметр	ВИР-1	ВИР-1М	ВИР-2	ВИР-2М
Начало эксплуатации	02.03.65	03.03.67	04.03.71	10.09.79
Конец эксплуатации	31.03.66	30.12.70	31.12.78	30.12.97
Диаметр (внутренний), мм				
АЗ	400	400	550	550
экспериментальных каналов:				
цилиндрических	24; 72	24; 83,5	142	142
полусферического		134	300	300
Объем топливного раствора, л	31,6	47,6	147,0	119,6
Концентрация урана в растворе, г/л	158	121,5	54,3	65,2
Запас реактивности АЗ, $\beta_{\text{эф}}$	4,0	5,5	7,1	9,3
Число стержней управления	3	3	6	6
В том числе импульсных	2	2	4	4
Максимальное энерговыделение за импульс, МДж	23,0	21,3	61,7	80,9
Максимальное удельное энерговыделение, МДж/л	0,73	0,45	0,42	0,68

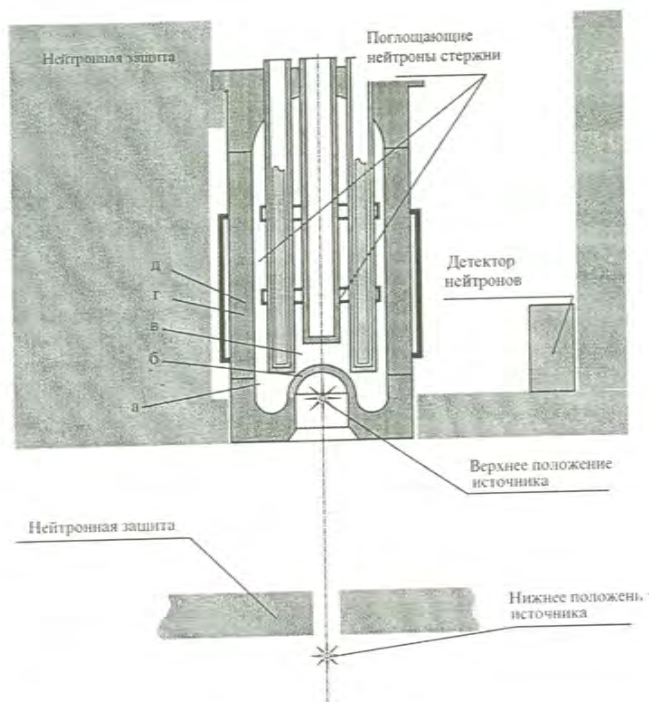


Рис. 1. Геометрия эксперимента (а – д – реперные точки корпуса реактора)

и подтверждена расчетами методом Монте-Карло [7]. Расчет и эксперимент совпадают друг с другом в пределах среднеквадратичных отклонений.

Ниже приводятся основные данные о реактивном состоянии АЗ в старом и новом корпусах реактора ВИР-2М, полученные при изменении конфигурации АЗ.

На рис. 1 приведена схема проведения эксперимента.

Новый и старый корпуса реактора ВИР-2М имеют одно существенное различие, которое касается внутренней поверхности (поверхность, обращенная к раствору) полусферического канала (ПСК), – новый корпус изготовлен строго в соответствии с технологическими допусками чертежей, тогда как в старом корпусе внутренняя поверхность ПСК опущена на ~ 5,5 мм вниз, что привело к увеличению на эту величину зазора между полюсом ПСК и дном центрального канала (ЦК).

АЗ в новом корпусе реактора формировалась из топливного раствора, который был слит из старого корпуса и имел концентрацию $^{235}\text{U} \sim 65 \text{ г/л}$.

На рис. 2 приведены зависимости реактивностей АЗ нового и старого корпусов реактора до такого объема АЗ, когда геометрию корпусов можно считать тождественной. Из представленной информации видно, что при этом кривые реактивностей АЗ для старого и нового корпусов почти совпадают. Погрешность соответствует среднеквадратичному отклонению σ .

На рис. 3 приведены зависимости реактивностей АЗ нового и старого корпусов реактора, которые являются продолжением зависимостей, приведенных на рис. 2. Из этих кривых видно, что различие геометрий ПСК, которое, как отмечалось выше, привело к изменению зазора между полюсом ПСК и дном ЦК (в старом корпусе зазор больше на ~ 5,5 мм), существенно влияет на реактивность. Мы видим, что кривые реактивностей АЗ нового и старого корпусов начинают расходиться именно в тот момент, когда топливный раствор начинает заполнять область, находящуюся между полюсом ПСК и дном ЦК. В конечном итоге критический объем АЗ для нового корпуса составил ~ 70,2 л, что на ~ 7 л больше критического объема АЗ старого корпуса реактора. Приведенные погрешности соответствуют σ .

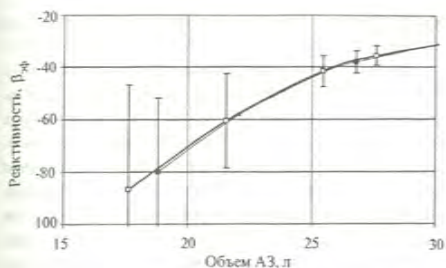


Рис. 2. Изменение реактивности АЗ в зависимости от изменения ее объема: ■ – старый корпус; □ – новый корпус

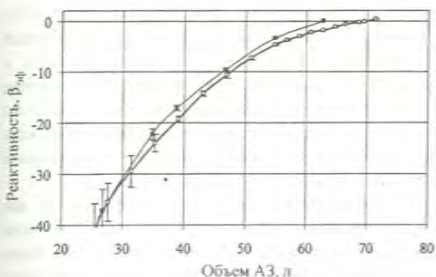


Рис. 3. Изменение реактивности АЗ в зависимости от изменения ее объема: ■ – старый корпус; □ – новый корпус

На рис. 4 представлена кривая дефицита реактивности $\Delta\rho$ АЗ нового корпуса по отношению к АЗ старого корпуса. Кривая получена из зависимостей, показанных на рис. 3, и соответствует разности значений реактивности для АЗ старого и нового корпусов при одинаковых объемах АЗ. Из полученной зависимости следует, что наибольшее значение $\Delta\rho$ наблюдается именно при заполнении топливным раствором зазора между полюсом ПСК и дном ЦК, достигая при этом значения $\sim 3 \beta_{\text{эф}}$. После того как граница АЗ достигает дна ЦК, $\Delta\rho$ уменьшается до значения $\sim 1,3 \beta_{\text{эф}}$ и при дальнейшем увеличении объема АЗ лежит в пределах $\Delta\rho \approx (1,2 - 1,5) \beta_{\text{эф}}$. Приведенная погрешность соответствует погрешности среднего $\sigma n^{-1/2}$, где $n = 5$ (число однотипных опытов).

На рис. 5 приведены гистограммы приращения реактивности от приращения объема АЗ $\partial\rho/\partial V$. Приведенная информация показывает, что зависимости $\partial\rho/\partial V$ для АЗ нового и старого корпусов не противоречат друг другу и фактически совпадают в области достижения критконфигураций.

В целом проведенная работа показала, что предложенный метод диагностики реактивного состоя-

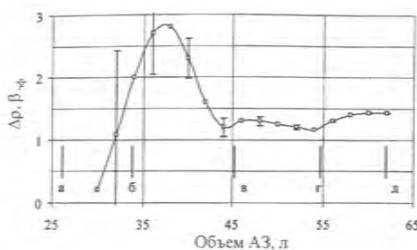


Рис. 4. Дефицит реактивности АЗ нового корпуса по отношению к реактивности АЗ старого корпуса в зависимости от объема АЗ: а – д – реперные точки корпуса реактора (см. рис. 1)

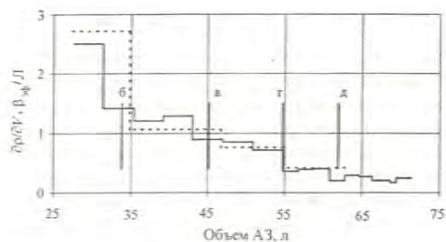


Рис. 5. Зависимость $\partial\rho/\partial V$ от изменения объема АЗ: - - - старый корпус; — — — новый корпус; б – д – реперные точки корпуса реактора (см. рис. 1)

ния размножающих систем позволяет проводить физический пуск реактора в физической шкале реактивностей – в единицах $\beta_{\text{эф}}$. При этом, начиная уже с глубоко подкритического состояния, безопасного с точки зрения проведения ядерно-опасных работ, рассмотренный метод диагностики реактивности позволяет получать объективную информацию о реактивном состоянии исследуемой размножающей системы.

В заключение можно рассмотреть некоторые другие приложения применимости рассмотренного метода контроля реактивности.

На рис. 6 приведена зависимость погрешности определения объема топливного раствора, получаемая при однократном тестировании подкритичности, от значения контролируемой реактивности. Из рисунка видно, что критконфигурация АЗ контролируется, как и следовало ожидать, с высокой точностью (погрешность на уровне нескольких миллилитров раствора), а по мере увеличения подкритичности погрешность растет и при $\rho < -40 \beta_{\text{эф}}$ ($V_{\text{АЗ}} < 30$ л) практически выходит на плато. При этом точность контроля объема АЗ составила $\Delta V \approx \pm 2$ л, что соответствует неопределенности в массе $^{235}\text{U} \Delta m \approx \pm 130$ г.

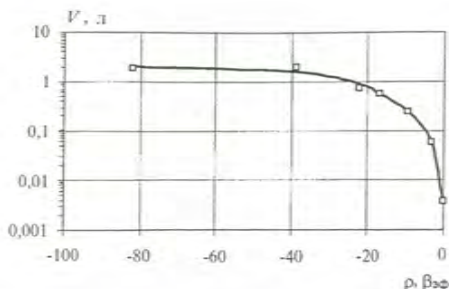


Рис. 6. Зависимость погрешности определения объема топливного раствора от значения подкритичности

В ходе экспериментов получена также оценка чувствительности методики к изменению формы контролируемого объекта. Изменение формы может произойти, например, при деформировании контролируемого объекта внешним воздействием. В ходе реактивных экспериментов было отслежено геометрическое различие нового и старого корпусов, эквивалентное изменению объема АЗ на $\sim 0,6$ л, причем непосредственно в момент заполнения топливом области геометрического отличия корпусов, а именно заполнения топливом зазора между центральным и полусферическим каналами (объем АЗ ~ 35 л). Обнаруженный реактивный эффект (рис. 4) составил $\sim 2,5 \beta_{эф}$ при подкритичности $\sim 25 \beta_{эф}$.

Таким образом, рассмотренный метод контроля подкритичности реактора обладает достаточной чувствительностью и его можно рекомендовать в качестве одного из методов для систем контроля сохранности АЗ исследовательских реакторов, находящихся для-

тельное время в законсервированном (заглушенном) состоянии.

Данный метод диагностики реактивных состояний размножающих систем может найти практическое применение в химико-технологических циклах на предприятиях атомной промышленности, занимающихся переработкой компонентов делящихся материалов, в качестве физического барьера для предотвращения ядерных инцидентов, связанных с нарушением технологических циклов. Последний подобный ядерный инцидент произошел в Японии 30 сентября 1999 года на предприятии, занимающемся производством топлива для энергетических реакторов. Вспышка мощности произошла при неконтрольном высыпании "сухих" технологических отходов, содержащих ^{235}U 20%-ного обогащения, в емкость для их растворения в азотной кислоте.

Наличие в технологической цепи реактиметра, блок-схема которого представлена на рис. 7, могло бы заблаговременно (до возникновения критической конфигурации) блокировать доступ к емкости и информировать об опасности руководителей работ.

В состав реактиметра входят два раздельных канала регистрации нейтронов и канал дистанционного управления перемещением источника γ нейтронов. Предварительная обработка сигналов детекторов и преобразование их в цифровую форму, а также выдача управляющих сигналов для дистанционного управления перемещением источника нейтронов производится при помощи двух многофункциональных плат АТ-МЮ-16Е-2 фирмы "National Instruments". Платы установлены в стандартные разъемы на материнских платах компьютеров типа IBM PC. Для программного обеспечения использована операционная система Windows 95 (Windows NT).



Рис. 7. Блок-схема технического комплекса для измерения реактивности: ПУ — предварительный усилитель; Д1 и Д2 — детекторы нейтронов; БЗ — биологическая защита

Детекторы нейтронов изготовлены на основе "коронных" счетчиков типа СНМ-11. В непосредственной близости от каждого детектора располагается импульсный усилитель, с которого сигнал поступает на аналоговый вход своей multifunctionальной платы.

Дистанционное управление перемещением источника нейтронов, контроль напряжения питания и положения источника осуществляются при помощи восьми цифровых одноразрядных двунаправленных каналов. Развязка управляющих цепей платы и цепей питания электропневмоклапанов осуществляется внешними оптоэлектронными ключами серии SSR фирмы "National Instruments".

Программное обеспечение написано в среде визуального программирования LabVIEW фирмы "National Instruments". Информация о скорости счета детектора и реактивности в реальном времени выводится на экран дисплея в графической и цифровой форме. По желанию оператора информация может быть передана для дальнейшей обработки либо непосредственно в таблицу пакета Excel, либо записана в текстовый файл.

Простота конструкции реактиметра и его невысокая стоимость (~ 10 тыс. \$ США) способны обеспечить повсеместный и надежный количественный контроль за цепной реакцией деления урана (плутония) в технологических процессах на предприятиях атомной промышленности.

Введение в технологическую цепочку контроля реактивности нейтронного источника мощностью ~ 10⁶ нейтр./с не влияет на общую радиационную обстановку на рабочем месте по переработке урана (плутония).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Харитон Ю.Б., Воинов А.М., Колесов В.Ф. и др. Аperiodические исследовательские импульсные реакторы. – Вопросы современной экспериментальной и теоретической физики. – Л.: Наука, 1984, с. 103–119.
2. Воинов А.М., Колесов В.Ф., Матвеев А.С. и др. Водный импульсный реактор ВИР-2М и его предшественники. – ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 1990, вып. 3, с. 3–15.
3. Воинов А.М. Применение импульсных ядерных реакторов для исследования лазеров с ядерной накачкой. – Там же, 1992, вып. 3, с. 2–19.
4. Попов В.А., Дюдяев А.М. Применение обращенного уравнения кинетики реактора для контроля реактивности подкритических размножающих систем. – Атомная энергия, 1997, т. 82, вып. 3, с. 238–241.
5. Dyudyaev A.M., Kochetkova I.V., Melnikov S.F. et al. Application of the Method Based on Solving the Kinetics Versed Equation for Reactor One-point Model to Test Deeply Subcritical Multiplying Systems. – Sixth International Conference on Nuclear Criticality Safety, Versailles, France 1999 September 20–24, vol. 4, p. 1470–1475.
6. Попов В.А. Работа реактиметра обратной кинетики реактора в условиях реального фона нейтронов. – ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 1991, вып. 2, с. 54–56.
7. 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.

ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ СТЕРЖНЕЙ РЕГУЛИРОВАНИЯ РЕАКТИВНОСТИ РЕАКТОРА ВИР-2М

Л. Ю. Глухов, С. Ф. Мельников, В. А. Попов, А. Б. Скворцов
(РФЯЦ-ВНИИЭФ)

Представлены некоторые результаты исследования интерференции стержней регулирования реактивности (СРР) исследовательского импульсного ядерного реактора ВИР-2М [1], полученные при загрузке ядерного топлива (^{235}U 90%-ного обогащения в виде раствора соли UO_2SO_4 в обычной воде) во вновь установленный корпус активной зоны (АЗ) реактора. В работе рассматривались изменения эффективности как различных групп СРР, так и каждого отдельного стержня в зависимости от его окружения другими стержнями. При этом пришлось ограничиться рассмотрением интерференции СРР, когда они находились в одном из крайних положений – либо полностью введены в АЗ, либо полностью выведены из нее. Таким образом, в работе определены лишь предельные значения интерференционных поправок при использовании различного числа (от 1 до 6) СРР, расположенных рядом, а также при некоторых из других комбинациях. Исследование интерференции при промежуточных положениях ОРР должно быть продолжено.

Схема взаимного расположения СРР и экспериментальных каналов реактора ВИР-2М представлена на рис. 1. По оси корпуса АЗ диаметром 550 мм имеется центральный экспериментальный канал (ЦК, внешний диаметр 180 мм). Между ними равномерно по окружности диаметром 360 мм размещены каналы СРР. Все стержни находятся близко друг от друга: просветы по топливному раствору (ТР) между соседними СРР составляют ~70 мм, а между ЦК и каналами СРР ~45 мм, т. е. сопоставимы с длиной миграции нейтронов, что предполагает наличие интерференции СРР.

Интерференция обусловлена тем, что перемещение одного стержня искажает нейтронное поле, в котором располагаются другие СРР, изменяя их эффективность. В результате интерференции общая эффективность нескольких СРР не равна сумме эффективностей отдельных стержней. Количественно этот эффект определяется в общем случае с помощью коэффициента интерференции C , используемого для вычисления эффективности группы стержней $p_{гр}$ по эффективности отдельных стержней p_i :

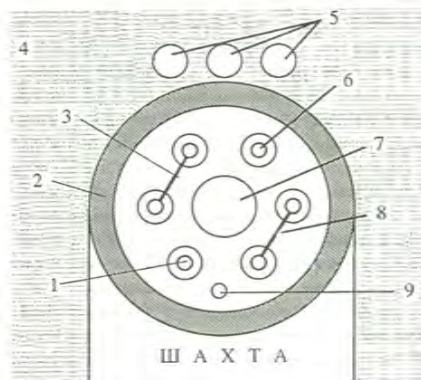


Рис. 1. Схема расположения ОРР и экспериментальных каналов: 1 – регулирующий стержень РС-1; 2 – корпус АЗ; 3 – импульсные стержни ИС; 4 – биологическая защита; 5 – боковые и пролетный каналы; 6 – регулирующий стержень РС-2; 7 – центральный канал; 8 – блок стержней БС; 9 – топливный канал

$$\rho_{\text{rp}} = C \sum_{i=1}^m \rho_i. \quad (1)$$

Если в АЗ введен всего один стержень, имеющий при этом эффективность $\sigma_{\text{св}}$, а также если известны коэффициенты интерференции C_i этого стержня с другими отдельными СРР (или их группами), то при введении в АЗ других стержней эффективность этого стержня изменяется по формуле

$$\rho_{rp} = \rho_{ca} \prod_{i=1}^m C_i \quad (2)$$

В зависимости от взаимного расположения СРР их интерференция может быть положительной ($C > 1$) или отрицательной ($C < 1$). При очень близком расположении стержней они оказываются в зоне с пониженной плотностью потока нейтронов вследствие ос-

дления поля в окрестности каждого стержня. В этом случае результирующая эффективность стержней меньше суммы эффективностей независимо действующих стержней ($C < 1$). С увеличением расстояния между стержнями их общая эффективность повышается и, начиная с некоторого расстояния, становится больше суммы эффективностей отдельных стержней ($C > 1$).

Описываемая работа проводилась в отсутствие загрузки экспериментальных каналов реактора, которая также способна исказить поле нейтронов.

СРР реактора ВВР-2М перемещаются четырьмя приводами: регулирующие стержни РС-1 и РС-2 независимо, а импульсные стержни БС и ИС — попарно. При проведении исследований, составивших предмет настоящего доклада, стержни БС были временно разделены, так что стало возможным перемещать их по одному; для них приняты обозначения БС-1 и БС-2 (по расположению около стержней РС-1 и РС-2). Разделение стержней БС позволило промоделировать значительное количество комбинаций СРР. Все ОРР идентичны по конструкции и составу, однако стержни РС-1 и БС-1 ("слабые") имеют пониженное значение эффективности (по сравнению с другими, "обычными" СРР) из-за их расположения около экспериментальной "шахты".

Необходимость правильной оценки интерференции СРР особенно важна при эксплуатации реактора в импульсном режиме, так как интерференционные поправки необходимо учитывать при выводе реактора в стартовое состояние перед генерацией импульса делений. Одна из особенностей конструкции реактора ВВР-2М состоит в том, что для генерации импульса обе пары импульсных стержней или одну из них всегда приходится извлекать из АЗ на всю высоту. Энерговыведение определяется стартовой подкритичностью реактора, которая задается регулируемыми стержнями РС. В зависимости от требуемого энергоснабжения (а также от рода загрузки экспериментальных каналов) их положение может быть разным. Эффективность импульсных стержней из-за разной интерференции СРР каждый раз имеет новое значение, что требует разных интерференционных поправок. Очевидно, что это создает трудности в прогнозировании энергоснабжения за импульс.

Неопределенность интерференции СРР и трудности ее оценок при эксплуатации старого корпуса реактора ВВР-2М вынуждали пользоваться довольно сложными номограммами для определения стартового положения СРР перед импульсом. Следует отметить, что для создания таких номограмм потребовалось обработать данные по нескольким сотням (~300) импульсов. До появления номограмм только опыт работы и интуиция оператора позволяли избегать заметных отклонений от заданных характеристик генерируемых им-

пульсов делений. Тем не менее процесс их создания мог бы существенно сократиться, если бы удалось определить интерференционные поправки при различном взаимном положении СРР. Однако дело в том, что при рабочей нагрузке АЗ реактора ВВР-2М запас реактивности компенсировался четырьмя введенными в АЗ стержнями (ИС и БС), так что возможности исследования интерференции СРР в старом корпусе реактора сильно ограничивались. Чтобы извлечь из АЗ более чем два стержня, приходилось вводить в экспериментальные каналы дополнительные поглотители нейтронов, которые, в свою очередь, неизбежно искажали нейтронное поле, что приводило к ошибкам в оценках.

В 1995 году принято решение о замене корпуса АЗ реактора ВВР-2М, выработавшего ресурс. Тогда же завершалась разработка новой измерительной методики, позволяющей проводить измерения реактивности размножающих систем, находящихся в глубоко подкритическом состоянии (при значениях эффективного коэффициента размножения на уровне $k_{\text{эф}} = 0,6$ и менее). В процессе слива ТР из отслужившего свой срок корпуса АЗ реактора ВВР-2М эта методика была успешно опробована при объемах раствора в АЗ от 63,2 л (критобъем) до ~5 л [2, 3]. Таким образом, была показана возможность выполнения прямых реактивных измерений, в том числе для исследования интерференции СРР, во время предстоящего залива ТР в новый корпус АЗ на стадии, пока полный запас реактивности еще не стал положительным, т. е. до момента достижения критичности с полностью извлеченными СРР. Это исключало опасность перевода реактора через критическое состояние.

Изложение методики измерений реактивности, описание использованного в работе реактиметра и общие схемы проведения эксперимента даются в докладе А. М. Воинова, С. Ф. Мельникова, В. А. Попова "Абсолютные измерения реактивности исследовательского растворного реактора ВВР-2М при замене корпуса активной зоны" (см. настоящий выпуск, с. 47).

Наиболее важные (для оценки интерференции) результаты измерений реактивности АЗ в новом корпусе реактора ВВР-2М приведены в таб. 1.

По данным табл. 1 получены средние значения эффективностей одного и нескольких (от 2 до 6) соседних СРР, извлеченных из АЗ или остающихся в АЗ. Эти значения эффективностей СРР позволили определить значения коэффициентов интерференции для случаев извлечения из АЗ или оставления в АЗ различного количества СРР (коэффициент интерференции для одиночного стержня, остающегося в АЗ, принят за единицу). Полученные результаты приведены в табл. 2 и 3 и проиллюстрированы на рис. 2.

Таблица 1

Реактивность АЗ при разных положениях стержней управления, результаты измерений по методике [2]

Номер комбинации СРР	Характеристика комбинации СРР	СРР, извлеченные из АЗ (отмечены знаком ↑)					Реактивность АЗ, $\beta_{\text{эф}}$	Эффективность извлеченных СРР, $\beta_{\text{эф}}$	Эффективность оставшихся в АЗ СРР, $\beta_{\text{эф}}$
		ИС	БС-1	БС-2	РС-1	РС-2			
1	Все стержни в АЗ	—	—	—	—	—	$-6,73 \pm 0,09$	—	$7,01 \pm 0,09$
2	Из АЗ извлечен только один стержень	—	↑	—	—	—	$-5,76 \pm 0,11$	$0,97 \pm 0,14$	$6,04 \pm 0,11$
3		—	—	↑	—	—	$-5,65 \pm 0,09$	$1,08 \pm 0,13$	$5,93 \pm 0,09$
4		—	—	—	↑	—	$-5,71 \pm 0,10$	$1,02 \pm 0,13$	$5,99 \pm 0,10$
5		—	—	—	—	↑	$-5,62 \pm 0,07$	$1,11 \pm 0,11$	$5,90 \pm 0,07$
6	Извлечено 2 стержня (между ними по 2 СРР)	—	—	—	↑	↑	$-4,76 \pm 0,09$	$1,97 \pm 0,13$	$5,04 \pm 0,09$
7	Извлечено 2 соседних стержня	↑	—	—	—	—	$-4,22 \pm 0,06$	$2,51 \pm 0,11$	$4,50 \pm 0,06$
8		—	↑	—	↑	—	$-4,52 \pm 0,08$	$2,21 \pm 0,12$	$4,80 \pm 0,08$
9		—	↑	↑	—	—	$-4,25 \pm 0,07$	$2,48 \pm 0,11$	$4,53 \pm 0,07$
10		—	—	↑	—	↑	$-4,25 \pm 0,08$	$2,48 \pm 0,12$	$4,53 \pm 0,08$
11	Извлечено 3 соседних стержня	↑	—	—	↑	—	$-2,98 \pm 0,04$	$3,75 \pm 0,10$	$3,26 \pm 0,04$
12		↑	—	—	—	↑	$-2,96 \pm 0,06$	$3,77 \pm 0,11$	$3,24 \pm 0,06$
13		—	↑	↑	↑	—	$-3,16 \pm 0,05$	$3,57 \pm 0,10$	$3,44 \pm 0,05$
14		—	↑	↑	—	↑	$-3,03 \pm 0,04$	$3,70 \pm 0,10$	$3,31 \pm 0,04$
15	Извлечены 2 пары СРР (через 1 стержень)	↑	↑	↑	—	—	$-2,17 \pm 0,02$	$4,66 \pm 0,09$	$2,35 \pm 0,02$
16	Извлечено 4 соседних стержня	—	↑	↑	↑	↑	$-2,03 \pm 0,02$	$4,70 \pm 0,09$	$2,31 \pm 0,02$
17	Извлечено 5 стержней	↑	↑	↑	—	↑	$-0,79 \pm 0,01$	$5,94 \pm 0,09$	$1,07 \pm 0,02$
18		↑	↑	↑	↑	—	$-0,91 \pm 0,01$	$5,82 \pm 0,09$	$1,19 \pm 0,02$
19	Извлечены все стержни	↑	↑	↑	↑	↑	$0,28 \pm 0,01$	$7,01 \pm 0,09$	—

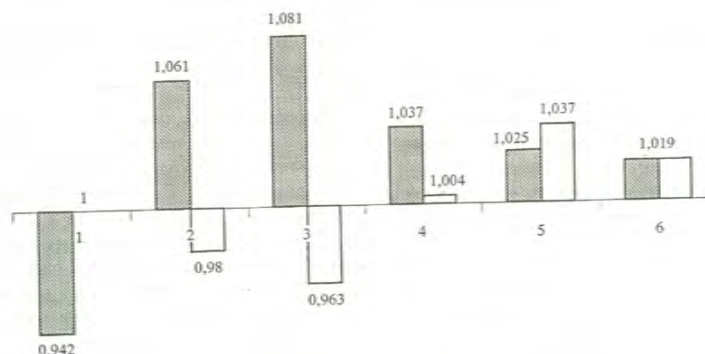


Рис. 2. Коэффициенты интерференционных поправок для различного количества СРР: 1–6 – количество стержней; □ – для СРР, оставшихся в АЗ; ▨ – для СРР, извлеченных из АЗ

Таблица 2

Коэффициенты интерференции СРР, извлекаемых из АЗ, и расчетные эффективности извлеченных стержней

Номер комбинации СРР (по табл.1)	Число ОРР вне АЗ	СРР, извлеченные из АЗ (отмечены знаком ↑)					Коэффициент интерференционной поправки	Эффективность извлеченных СРР, $\beta_{\text{эф}}$	
		ИС	БС-1	БС-2	РС-1	РС-2		Расчет	По табл.1
2	Один	—	↑	—	—	—	0,942	1,02	$0,97 \pm 0,14$
3		—	—	↑	—	—		1,11	$1,08 \pm 0,13$
4		—	—	—	↑	—		1,02	$1,02 \pm 0,13$
5		—	—	—	—	↑		1,11	$1,11 \pm 0,11$
7	Два	↑	—	—	—	—	1,061	2,50	$2,51 \pm 0,11$
8		—	↑	—	↑	—		2,29	$2,21 \pm 0,12$
9		—	↑	↑	—	—		2,40	$2,48 \pm 0,11$
10		—	—	↑	—	↑		2,50	$2,48 \pm 0,12$
11	Три	↑	—	—	↑	—	1,081	3,72	$3,75 \pm 0,10$
12		↑	—	—	—	↑		3,86	$3,77 \pm 0,11$
13		—	↑	↑	↑	—		3,61	$3,57 \pm 0,10$
14		—	↑	↑	—	↑		3,72	$3,70 \pm 0,10$
16	Четыре	—	↑	↑	↑	↑	1,037	4,69	$4,70 \pm 0,09$
17	Пять	↑	↑	↑	—	↑	1,025	5,94	$5,94 \pm 0,09$
18		↑	↑	↑	↑	—		5,84	$5,82 \pm 0,09$
19	Шесть	↑	↑	↑	↑	↑	1,019	7,01	$7,01 \pm 0,09$

Таблица 3

Коэффициенты интерференции СРР, остающихся в АЗ, и расчетные эффективности погруженных в АЗ стержней

Номер комбинации СРР (по табл.1)	Число ОРР вне АЗ	СРР, извлеченные из АЗ (отмечены знаком ↑)					Коэффициент интерференционной поправки	Эффективность СРР, погруженных в АЗ, $\beta_{\text{эф}}$	
		ИС	БС-1	БС-2	РС-1	РС-2		Расчет	По табл.1
17	Один	↑	↑	↑	—	↑	1	1,08	$1,07 \pm 0,02$
18		↑	↑	↑	↑	—		1,18	$1,19 \pm 0,02$
16	Два	—	↑	↑	↑	↑	0,980	2,31	$2,31 \pm 0,02$
11	Три	↑	—	—	↑	—	0,963	3,31	$3,26 \pm 0,04$
12		↑	—	—	—	↑		3,22	$3,24 \pm 0,06$
13		—	↑	↑	↑	—		3,41	$3,44 \pm 0,05$
14		—	↑	↑	—	↑		3,31	$3,31 \pm 0,04$
7	Четыре	↑	—	—	—	—	1,004	4,54	$4,50 \pm 0,06$
8		—	↑	—	↑	—		4,74	$4,80 \pm 0,08$
9		—	↑	↑	—	—		4,64	$4,53 \pm 0,07$
10		—	—	↑	—	↑		4,54	$4,53 \pm 0,08$
2	Пять	—	↑	—	—	—	1,037	6,01	$6,04 \pm 0,11$
3		—	—	↑	—	—		5,91	$5,93 \pm 0,09$
4		—	—	—	↑	—		6,01	$5,99 \pm 0,10$
5		—	—	—	—	↑		5,91	$5,90 \pm 0,07$
1	Шесть	—	—	—	—	—	1,019	7,01	$7,01 \pm 0,09$
1	Шесть	—	—	—	—	—	1,019	7,01	$7,01 \pm 0,09$



Рис. 3. Пределы изменения интерференционных коэффициентов отдельного стержня управления

Найденные коэффициенты интерференции позволили уточнить эффективность "обычных" СРР, извлекаемых из АЗ (по данным поз. 7 и 10 табл. 1 она оказалась равной $1,11 \beta_{\text{эф}}$), а затем и "слабых" стержней РС-1 и БС-1 в тех же условиях ($1,02 \beta_{\text{эф}}$, по данным поз. 11 и 14 табл. 1 с учетом полученного значения эффективности "обычных" СРР). Соответствующие значения для стержней, остающихся в АЗ, составляют 1,18 и $1,08 \beta_{\text{эф}}$.

В предпоследних столбцах табл. 2 и 3 приведены расчетные значения эффективности СРР, извлеченных из АЗ или оставшихся в АЗ, полученные по формуле (1) с учетом коэффициента интерференции для того или иного числа СРР. Видно, что отличия расчетных значений от результатов измерений находятся в поле погрешностей измерений.

Практически важными для реактора ВР-2М являются оценки изменения эффективности каждого из используемых СРР (или групп СРР) при наличии и отсутствии соседних стержней. Некоторые из таких оценок приведены в табл. 4 и 5.

В табл. 4 показано, что в условиях проведения измерений наличие одного соседнего стержня снижает эффективность любого СРР на $\sim 0,12 \beta_{\text{эф}}$. То есть эффективность одиночного стержня и нескольких соседних стержней уменьшается на $\sim 0,25 \beta_{\text{эф}}$, а общая эффективность стержней, не являющихся соседями, на $\sim 0,5 \beta_{\text{эф}}$. Таким образом, интерференционная поправка имеет наибольшее значение ($\sim 25\%$) в случае окружения одиночного стержня другими СРР.

В табл. 5 представлены данные об изменении эффективности стержня РС-1 и соответствующие коэффициенты интерференции почти для всех возможных комбинаций ОРР с участием этого стержня. Совпадение результатов расчета и эксперимента очевидно.

С помощью данных табл. 5 (а также аналогичных данных для стержней РС-2, БС-1 и БС-2) определено, что коэффициенты интерференционных поправок при расчете эффективности одного перемещаемого стержня равны:

1,18 — при наличии одного диаметрально противоположного стержня;

0,80 — при наличии одного соседнего стержня;

1,12 — при наличии одного стержня, расположенного между диаметрально противоположным и соседним стержнями.

Использование этих коэффициентов в соответствующей комбинации позволяет по формуле (2) получить суммарные коэффициенты для любой комбинации СРР (в дополнение к приведенным в табл. 5). Так, минимальный коэффициент интерференционной поправки, равный 0,64, будет иметь место в случае, когда около исследуемого стержня находятся два соседних СРР (в наибольшей степени снижающих плотность потока нейтронов около исследуемого стержня), а максимальный, равный 1,48, — когда в АЗ введены три СРР, не являющиеся соседними с исследуемым стержнем, что самым радикальным образом перекашивает нейтронное поле. Эти комбинации СРР проиллюстрированы рис. 3

Таблица 4

Изменение эффективности отдельных СРР или групп СРР в зависимости от наличия или отсутствия соседних стержней

Рас- сматри- ваемые СРР	Сосед- ние СРР	Номер комбина- ции СРР (по табл. 1)	СРР, извлеченные из АЗ (отмечены знаком ↑)				Реактивность АЗ, β _{эф}	Эффек- тивность стержня, β _{эф}	Интерфе- ренционная поправка, β _{эф}
			ИС	БС	РС-1	РС-2			
РС-1	в АЗ	1	—	—	—	—	-6,73 ± 0,09	1,02 ± 0,13	0,24 ± 0,13
		4	—	—	↑	—	-5,71 ± 0,10		
	нет	15	↑	↑	—	—	-2,17 ± 0,02	1,26 ± 0,02	
		18	↑	↑	↑	—	-0,91 ± 0,01		
РС-2	в АЗ	1	—	—	—	—	-6,73 ± 0,09	1,11 ± 0,11	0,27 ± 0,11
		2	—	—	—	↑	-5,62 ± 0,07		
	нет	15	↑	↑	—	—	-2,17 ± 0,02	1,38 ± 0,02	
		17	↑	↑	—	↑	-0,79 ± 0,01		
РС-1 и РС-2	в АЗ	1	—	—	—	—	-6,73 ± 0,09	1,97 ± 0,09	0,48 ± 0,09
		6	—	—	↑	↑	-4,76 ± 0,01		
	нет	15	↑	↑	—	—	-2,17 ± 0,02	2,45 ± 0,02	
		19	↑	↑	↑	↑	+0,28 ± 0,01		
БС	в АЗ	9	—	↑	—	—	-4,25 ± 0,07	2,08 ± 0,07	0,23 ± 0,07
		15	↑	↑	—	—	-2,17 ± 0,02		
	нет	16	—	↑	↑	↑	-2,03 ± 0,02	2,31 ± 0,02	
		19	↑	↑	↑	↑	+0,28 ± 0,01		
ИС	в АЗ	1	—	—	—	—	-6,73 ± 0,09	2,48 ± 0,11	0,25 ± 0,11
		9	—	↑	—	—	-4,25 ± 0,07		
	нет	6	—	—	↑	↑	-4,76 ± 0,09	2,73 ± 0,02	
		16	—	↑	↑	↑	-2,03 ± 0,02		
ИС и БС	в АЗ	1	—	—	—	—	-6,73 ± 0,09	4,56 ± 0,09	0,48 ± 0,09
		15	↑	↑	—	—	-2,17 ± 0,02		
	нет	6	—	—	↑	↑	-4,76 ± 0,09	5,04 ± 0,09	
		19	↑	↑	↑	↑	+0,28 ± 0,01		

Таблица 5

Изменение эффективности стержня РС-1 в зависимости от положения других СРР

Номер комбинации СРР (по табл.1)	СРР, извлеченные из АЗ (отмечены знаком $\uparrow$)					Коэффициент интерферен- ционной поправки	Эффективность стержня РС1, $\beta_{эф}$	
	ИС	БС-1	БС-2	РС-1	РС-2		Расчет	По табл. 1
1	-	-	-	-	-	0,95	1,02	$1,02 \pm 0,13$
4	-	-	-	$\uparrow$	-			
5	-	-	-	-	$\uparrow$			
6	-	-	-	$\uparrow$	$\uparrow$	0,80	0,86	$0,86 \pm 0,11$
2	-	$\uparrow$	-	-	-			
8	-	$\uparrow$	-	$\uparrow$	-			
7	$\uparrow$	-	-	-	-	1,06	1,13	$1,21 \pm 0,08$
11	$\uparrow$	-	-	$\uparrow$	-			
9	-	$\uparrow$	$\uparrow$	-	-			
13	-	$\uparrow$	$\uparrow$	$\uparrow$	-	1,06	1,13	$1,11 \pm 0,06$
14	-	$\uparrow$	$\uparrow$	-	$\uparrow$			
16	-	$\uparrow$	$\uparrow$	$\uparrow$	$\uparrow$			
15	$\uparrow$	$\uparrow$	$\uparrow$	-	-	0,90	0,96	$0,97 \pm 0,05$
18	$\uparrow$	$\uparrow$	$\uparrow$	$\uparrow$	-			
17	$\uparrow$	$\uparrow$	$\uparrow$	-	$\uparrow$			
19	$\uparrow$	$\uparrow$	$\uparrow$	$\uparrow$	$\uparrow$	1	1,07	$1,07 \pm 0,02$

Таблица 6

Сравнение суммарной эффективности стержней PC-1 и PC-2 и суммы эффективностей отдельных стержней

Номер комбинации СРР (по табл.1)	СРР, извлеченные из АЗ (отмечены знаком $\uparrow$)				Реактивность АЗ, $\beta_{эф}$	Эффективность стержней, $\beta_{эф}$	Сумма эффективностей PC-1 и PC-2, $\beta_{эф}$
	ИС	БС	PC-1	PC-2			
1	–	–	–	–	$-6,73 \pm 0,09$	–	–
4	–	–	$\uparrow$	–	$-5,71 \pm 0,10$	$1,02 \pm 0,13$	$2,13 \pm 0,15$
5	–	–	–	$\uparrow$	$-5,62 \pm 0,07$	$1,11 \pm 0,11$	
6	–	–	$\uparrow$	$\uparrow$	$-4,76 \pm 0,09$	$1,97 \pm 0,13$	–

Таблица 7

Сравнение суммарной эффективности групп стержней ИС и БС и суммы эффективностей отдельных групп

Номер комбинации СРР (по табл.1)	СРР, извлеченные из АЗ (отмечены знаком $\uparrow$)				Реактивность АЗ, $\beta_{эф}$	Эффективность стержня, $\beta_{эф}$	Сумма эффективностей ИС и БС, $\beta_{эф}$
	ИС	БС	PC-1	PC-2			
1	–	–	–	–	$-6,73 \pm 0,09$	–	–
7	$\uparrow$	–	–	–	$-4,22 \pm 0,06$	$2,51 \pm 0,11$	$4,99 \pm 0,15$
9	–	$\uparrow$	–	–	$-4,25 \pm 0,07$	$2,48 \pm 0,11$	
15	$\uparrow$	$\uparrow$	–	–	$-2,17 \pm 0,02$	$4,56 \pm 0,09$	–

Данные для сравнения суммы эффективностей стержней PC-1 и PC-2 с общей эффективностью этих же стержней приведены в табл. 6, а аналогичные данные для стержней ИС и БС – в табл. 7. Видно, что в обоих случаях интерференция составляет около 10 %, но если в случае стержней PC по абсолютному значению она сравнима с погрешностями измерений и ею при желании можно пренебречь, то интерференция пар стержней ИС и БС уже достаточно велика. Именно отмеченными обстоятельствами объясняется первоначально завышенное значение запаса реактивности АЗ в старом корпусе реактора ВИР-2М: исходя из практически установленного отсутствия интерференции стержней PC-1 и PC-2 было принято, что она так же мала и для стержней ИС и БС. Поэтому полный запас реактивности посчитали равным простой сумме эффективностей этих стержней, которые были определены по параметрам импульсов, генерированных каждой из этих пар импульсных стержней в отдельности.

Итак, измерения реактивности АЗ реактора ВИР-2М, выполненные на стадии достижения критичности при заливке топливного раствора в новый корпус реактора, показали, что интерференция стержней управления реактором имеет место, причем теоретически максимальное изменение эффективности одного стержня вследствие интерференции может доходить до 84 % (от –36 до +48 %). Однако в практически исполь-

зуемых комбинациях (например из трех соседних СРР с участием стержня PC-1) она составляет 20–25 % (см. табл. 4), причем интерференция диаметрально расположенных одиночных СРР при их одновременном использовании находится на уровне погрешностей измерений ($\sim 0,15 \beta_{эф}$, см. табл. 5).

Обнаруженные эффекты в целом показывают сложную картину интерференции СРР реактора ВИР-2М и диктуют необходимость введения интерференционных поправок при подготовке реактора к генерированию импульса делений. Выполненные расчеты говорят, что учет интерференции в принципе возможен, хотя и затруднителен. По-видимому, наиболее простым способом учета интерференции СРР является совместное применение следующих двух принципов подготовки к генерации импульса:

- соблюдение строгого порядка перемещения СРР, когда сначала из АЗ извлекаются на одинаковую высоту регулирующие стержни PC-1 и PC-2 и только после полного их извлечения – стержни БС (при этом резко уменьшается количество возможных комбинаций СРР);

- составление номограмм для выбора стартового положения СРР в зависимости от требуемого энерговыделения и положения стержней PC-1, PC-2 и БС в критическом состоянии, как это имело место при эксплуатации реактора ВИР-2М со старым корпусом АЗ. Выполнен-

ная работа позволяет ускорить составление таких номограмм, не дожидаясь накопления данных об импульсах делений, генерированных в новом корпусе реактора.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Воинов А.М., Колесов В.Ф., Матвеев А.С. и др. Водный импульсный реактор ВИР-2М и его предшественники. – ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 1990, вып. 3, с. 3–15.

2. Попов В.А., Дюдяев А.М. Применение обращенного уравнения кинетики реактора для контроля реактивности подкритических размножающих систем. – Атомная энергия, 1997, т. 82, вып. 3, с. 238–241.

3. Dyudyaev A.M., Kochetkova I.V., Melnikov S.F. et al., Application of the Method Based on Solving the Kinetics Versed Equation for Reactor One-point Model to Test Deeply Subcritical Multiplying Systems. – Sixth International Conference on Nuclear Criticality Safety, Versailles, France 1999 September 20–24, vol. 4, p. 1470–1475.

ВОЗМОЖНОСТИ И ПЕРСПЕКТИВЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ИМПУЛЬСНЫХ РЕАКТОРОВ БР-1 И БР-К1 ДЛЯ МЕТРОЛОГИЧЕСКОЙ АТТЕСТАЦИИ СПЕЦИАЛИЗИРОВАННЫХ НЕЙТРОННЫХ ДЕТЕКТОРОВ

А. С. Кошелев, Г. Н. Маслов, Ю. М. Одинцов (РФЯЦ-ВНИИЭФ)
В. Д. Севастьянов (ГНЦ-ВНИИФТРИ)

Импульсные ядерные реакторы (ИЯР) ВНИИЭФ БР-1 [1] и БР-К1 [2] целенаправленно и систематически, начиная фактически с этапа физического пуска, исследуются и используются для решения широкого круга метрологических задач, связанных с изучением и аттестацией специализированных нейтронных и гамма-детекторов, ориентированных на определение статических и динамических характеристик смешанных n -, γ -полей как в свободном пространстве, так и в различных трансформирующих устройствах прикладного назначения.

Наличие большой внутризонной полости в активной зоне (АЗ) БР-К1 цилиндрической формы с горизонтальной ориентацией центральной оси, предусмотренной специально для проведения облучательных процедур как прикладного, так и исследовательского характера, и многообразие форм реализации этих облучательных процедур, достигаемое за счет работы в статическом (часы), импульсном на западывающих нейтронах (минуты) и импульсном на мгновенных нейтронах (миллисекунды) режимах позволяет рассматривать БР-К1 как наиболее универсальное устройство для организации на его базе системы метрологических опорных полей нейтронного и γ -излучения многоцелевого назначения.

Для загрузки во внутризонную облучательную полость предусмотрен специальный контейнер горизонтальной загрузки (КГЗ), формообразующий кожух которого оснащен борным экраном из насыщенного карбида бора толщиной по ^{10}B порядка $0,1 \text{ г/см}^2$. Внутренние размеры КГЗ: диаметр ~ 310 мм, длина ~ 360 мм. В КГЗ для трансформации нейтронного и γ -излучения реактора могут быть установлены n -, γ -конвертор (шестигранный "стакан" из пресс-материала, представляющего собой смесь полипропилена с окисью кадмия (массовая доля кадмия $\sim 10\%$), вписанный в диаметр ~ 310 мм, с толщиной стенки и дна ~ 60 мм), свинцовый фильтр (крутлый "стакан", вписанный в диаметр

~ 310 мм, с толщиной стенки и дна ~ 50 мм) [3] и специализированный полиэтиленовый трансформер (цилиндр с габаритными размерами 310 мм по диаметру и 250 мм по высоте), цилиндрическая внутренняя полость которого (170 мм по диаметру и высоте) используется как высокоточный источник преимущественно тепловых нейтронов для калибровки детекторов "нулевой" толщины [4]. При размещении в облучательной полости n -, γ -конвертора и полиэтиленового трансформера предусматривается использовать вариант формообразующего кожуха КГЗ без борного экрана и соответственно не проводить облучения в этом варианте загрузки в режиме генерирования импульсов на мгновенных нейтронах.

При номинальном энерговыделении реактора 10^{18} делений в АЗ, реализация которого возможна в единичных импульсных пусках на западывающих и мгновенных нейтронах, для стационарного поля внутри пустого КГЗ имеем:

- максимальные значения полного, эквивалентного ($^1\text{MэВ-Si}$ -эквивалент, 95 MэВ-мбарн) и выше энергетического порога $0,1 \text{ MэВ}$ флюенсов нейтронов равны $5,08 \cdot 10^{14}$, $3,85 \cdot 10^{14}$ и $4,72 \cdot 10^{14} \text{ нейтр./см}^2$ соответственно; деградация флюенсов по центральной оси практически постоянна и составляет $\sim 1,4 \text{ \%}$; максимальное значение дозы γ -излучения равно 650 Гр (воздух), деградация $\sim 1,9 \text{ \%}$;

- соотношение между γ -дозой и эквивалентным флюенсом нейтронов в максимуме равно $1,69 \cdot 10^{12} \text{ Гр-см}^2/\text{нейтр.}$, в минимуме — на $\sim 25\%$ меньше.

Использование фильтра γ -излучения (свинцовый фильтр) позволяет при относительно небольших уменьшениях максимальных значений флюенсов (в $\sim 1,25$ раза для полного и выше $0,1 \text{ MэВ}$ и в $\sim 1,35$ раза для эквивалентного) и деформации спектра флюенса изменить соотношение дозы γ -излучения и эквивалентного флюенса (в пользу нейтронов) в $\sim 3,5$ раза относительно такового в пустом КГЗ.

Использование π -, γ -конвертора позволяет существенно увеличить дозу γ -излучения при одновременном уменьшении эквивалентного флюенса нейтронов, что обеспечивает изменение соотношения дозы γ -излучения и эквивалентного флюенса (в пользу γ -квантов) в $\sim 17,5$ раза относительно такового для пустого КГЗ (или в ~ 60 раз относительно такового для КГЗ со свинцовым фильтром). Использование различных поглощающих экранов для тепловых и промежуточных нейтронов во внутренней полости π -, γ -конвертора позволяет варьировать плотность делений ^{235}U при неизменных уровнях γ -излучения в ~ 10 раз, что открывает дополнительные возможности изучения поведения разнообразных детекторов с ^{235}U (промышленные камеры деления КНК-15, специализированные камеры деления КНБК-2-5 и т. п.) в смешанных полях излучения ИЯР.

Использование полистиролевого трансформера позволяет при энерговыделении 10^{18} делений в АЗ реализовать флюенс тепловых нейтронов $1,92 \cdot 10^{14}$ нейтр./см 2 (73,2% от полного) при флюенсе промежуточных нейтронов $0,41 \cdot 10^{14}$ нейтр./см 2 (15,6%) и флюенсе быстрых нейтронов $0,29 \cdot 10^{14}$ нейтр./см 2 (11,2%). Эффективная температура тепловых нейтронов превышает температуру замедлителя на 6,6 °С. Доля изотропной составляющей поля $\sim 80\%$.

В статическом режиме работы на мощности не более 10 кВт энерговыделение за пуск не лимитируется и в течение рабочего дня в АЗ БР-К1 может быть реализовано полное энерговыделение, в несколько раз превосходящее номинальное.

Статический режим работы наиболее удобен при исследовании детекторов с токовой формой отклика — ионизационные делительные камеры [5], эмиссионные γ -детекторы [6] и т. п. Использование высокочувствительных измерителей малых токов, прецизионных систем контроля мощностных характеристик реактора (и, следовательно, характеристик конкретного поля излучения) и целенаправленным образом варьирования компонентного состава смешанного поля π -, γ -излучения позволяет детально исследовать параметры отклика детектора на основную (по назначению) и сопутствующую компоненты и на основании полученных результатов установить значение чувствительности детектора и допустимую область его применения по величине соотношения компонент.

Импульсный на западывающих нейтронах режим работы наиболее удобен для исследования характеристик детекторов активационного типа (включая делительные). Простота процедурной реализации (по сравнению с импульсным на мгновенных нейтронах режимом работы) и быстрота достижения предельных уровней нейтронов (по сравнению со статическим режимом работы и значениями периодов полураспада образующихся радионуклидов для большинства представляю-

щих практический интерес детекторов) позволяют оперативно осуществлять исследования необходимого профиля с большим количеством разнообразных детекторов.

Импульсный на мгновенных нейтронах режим работы БР-К1 в интересах метрологической аттестации специализированных нейтронных и γ -детекторов возможен, но не актуален при наличии действующего ИЯР БР-1 со значительно более коротким импульсом делений. С другой стороны, отсутствие достаточно большой внутризонной полости в компактной металлической АЗ БР-1 снижает эффективность статического и импульсного на западывающих нейтронах режимов работы этого ИЯР по сравнению с соответствующими режимами работы ИЯР БР-К1.

В метрологическом плане представляет интерес использование смешанного поля π -, γ -излучения снаружи АЗ БР-1 в широком диапазоне изменения расстояния от центра АЗ. Подробно исследованные характеристики стационарного поля π -, γ -излучения в значительных пространственных пределах реакторного зала ИЯР БР-1 [7,8] позволили осуществить обобщенный анализ измерений динамических характеристик нейтронного поля с использованием вакуумированных делительных камер КНК-15 (^{235}U , без экрана и в экранах из кадмия и бора) [9] и КНБК-2-7 (^{237}Np , в кадмиевом экране) [10].

Изученные изменения спектрального состава нейтронного излучения в реакторном зале БР-1 открывают интересные перспективы экспериментального изучения спектральной чувствительности детекторов мультисферной методики, использование которой при решении конкретных прикладных задач в области защиты от ионизирующих излучений ядерно-физических установок весьма актуально [11].

На ИЯР БР-1 имеются также два устройства, ориентированные на проведение исследований и калибровок с использованием преимущественно тепловых нейтронов. Это большой и малый графитовые кубы, характеристики которых подробно изложены в работе [12].

Максимальные инструментальные возможности большого графитового куба при работе БР-1 в кратковременном (менее 2 минут) энергопуске $4 \cdot 10^{17}$ делений в АЗ (допустимое энергонагружение при генерировании импульсов на западывающих нейтронах) соответствуют флюенсу тепловых нейтронов $3,80 \cdot 10^{12}$ нейтр./см 2 (96,3% от полного) при флюенсе промежуточных нейтронов $1,40 \cdot 10^{11}$ нейтр./см 2 (3,5%) и флюенсе быстрых нейтронов $0,67 \cdot 10^{10}$ нейтр./см 2 (0,2%). Эффективная температура тепловых нейтронов принимается выше температуры замедлителя на 2,2 °С.

Максимальные инструментальные возможности малого графитового куба при работе БР-1 в кратковременном энергопуске $4 \cdot 10^{17}$ делений в АЗ соответст-

вуют флюенсу тепловых нейтронов $8,06 \cdot 10^{13}$ нейтр./см² (73,2% от полного) при флюенсе промежуточных нейтронов $2,24 \cdot 10^{13}$ нейтр./см² (20,3%) и флюенсе быстрых нейтронов $0,72 \cdot 10^{13}$ нейтр./см² (6,5%). Эффективная температура тепловых нейтронов превышает температуру замедлителя на 35,0 °С.

Имеющийся объем данных о характеристиках смешанных n -, γ -полей на ИЯР БР-1 и БР-К1, развитая специализированная аппаратурно-методическая база [13] и наличие взаимного интереса специалистов ВНИИЭФ и ВНИИФТРИ позволяют приступить к практической реализации повышения метрологического статуса избранных полей n -, γ -излучения на ИЯР БР-1 и БР-К1 до уровня опорного поля и образцового источника.

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.
2. Босамыкин В.С., Малинкин А.А., Колесов В.Ф. и др. Конструкция и физико-технические характеристики бустер-реактора БР-К1. – ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 1996, вып. 1, с. 3.
3. Кошелев А.С., Маслов Г.Н., Одинцов Ю.М., Тарасова Е.Ю. Характеристики стационарного поля нейтронного и гамма-излучений во внутризонной облучательной полости реактора БР-К1. – Там же, 1997, вып. 2, с. 3.
4. Кошелев А.С., Одинцов Ю.М., Маслов Г.Н., Севастьянов В.Д. Источник тепловых нейтронов для калибровки детекторов "нулевой" толщины. – ПТЭ, 1999, № 3, с. 19.
5. Одинцов Ю.М., Попов В.А., Кошелев А.С. и др. Исследование характеристик газонаполненных и вакуумированных камер деления типа КНК-15 в полях излучений с различным составом n -, γ -компонент. – ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 1993, вып. 1–2, с. 3.
6. Чуляев С.В., Одинцов Ю.М., Пепельшев Ю.Н., Кошелев А.С. Вторично-эмиссионные детекторы ВЭД-2 для измерения мощности дозы γ -излучения. – Атомная энергия, 1993, т. 75, с. 304.
7. Кошелев А.С., Маслов Г.Н., Одинцов Ю.М. Избранные пространственно-энергетические характеристики стационарного поля нейтронов снаружи активной зоны импульсного реактора БР-1. – ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 1996, вып. 1, с. 38.
8. Кошелев А.С., Девяткин А.А., Тарасова Е.Ю. Стационарное дозовое поле гамма-излучения импульсного реактора БР-1. – Там же, 1999, вып. 3–4, с. 3.
9. Одинцов Ю.М., Крыжановский А.А., Кошелев А.С. и др. Вакуумированные камеры КНК-15 для измерения потока нейтронов в поле излучения импульсного реактора. – Там же, 1996, вып. 2, с. 65.
10. Одинцов Ю.М., Кошелев А.С., Маслов Г.Н., Тарасова Е.Ю. Характеристики вакуумированных камер КНК-2-7 с нептунием-237 в полях n -, γ -излучений с различными спектрами нейтронов и отношениями флюенса нейтронов к дозе γ -излучения. – Там же, 1999, вып. 3–4, с. 45.
11. Васильев Г.А., Дикарева О.Ф., Жарков В.П., Орлов В.В. Исследование многосчетным спектрометром полей рассеянных в воздухе нейтронов реактора. – Тез. докл. VII Российской научной конференции "Защита от ионизирующих излучений ядерно-технических установок", Обнинск: ГНЦ РФ ФЭИ, 1998, с. 145.
12. Кошелев А.С., Маслов Г.Н., Одинцов Ю.М., Севастьянов В.Д. Особенности и результаты определения эффективной температуры тепловых нейтронов для избранных полей на ИЯР ВНИИЭФ. – ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 1999, вып. 3–4, с. 9.
13. Борисов Г.А., Севастьянов В.Д., Ярына В.П. и др. Создание отраслевой метрологической базы нейтронных измерений. – V Всес. сов. по метрологии нейтронного излучения на реакторах и ускорителях. М.: НПО ВНИИФТРИ, 1990, с. 3.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ КОМПЛЕКС НА ОСНОВЕ РЕАКТОРА ВИР-2М ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ЛАЗЕРОВ С ЯДЕРНОЙ НАКАЧКОЙ

А. М. Воинов, Л. Е. Довбыш, В. Н. Кривоносов, С. П. Мельников,
С. Ф. Мельников, А. А. Синянский
(РФЯЦ-ВНИИЭФ)

ВВЕДЕНИЕ

Практически все экспериментальные исследования по поиску и изучению характеристик лазеров с ядерной накачкой (ЛЯН) выполнены на импульсных ядерных реакторах [1,2], которые отличаются составом и конструкцией активной зоны (АЗ), длительностью ($5 \cdot 10^{-5} - 5 \cdot 10^{-3}$ с) и флюенсом ($10^{13} - 10^{16}$ см⁻²) нейтронного импульса, объемом и конфигурацией пространства для облучения, частотой повторения импульсов. Это объясняется тем, что в стационарных ядерных реакторах типа ИРТ-2000 и ВВР плотности потока тепловых нейтронов не превышают 10^{13} см⁻², что недостаточно для поиска новых активных сред ЛЯН и исследования характеристик большинства известных ЛЯН. Во ВНИИЭФ для исследования проблем газовых, жидкостных и твердотельных ЛЯН использовались различные типы импульсных ядерных реакторов: ВИР-1М, ВИР-2, ВИР-2М, ТИБР, БИР-2, БР-1, БИГР [1-3].

Растворные импульсные реакторы семейства ВИР [4], первый из которых (реактор ВИР-1) был введен в эксплуатацию в 1964 году, на протяжении примерно 30 лет являются основными установками для изучения ЛЯН во ВНИИЭФ. При использовании реактора ВИР-2 в 1972 году была впервые осуществлена накачка лазеров ядерным излучением (смеси $\text{He} - \text{Xe}$ и $\text{He} - \text{Xe} - \text{N}_2$, возбуждаемые осколками деления урана).

В данной работе приведены характеристики реактора ВИР-2М как источника нейтронного и гамма-излучения, рассмотрены условия проведения на нем лазерных экспериментов, дано описание лазерных установок и экспериментальных методик.

ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ РЕАКТОРА ВИР-2М

Реактор ВИР-2М является четвертой модификацией растворных реакторов типа ВИР [4] и используется как мощный источник нейтронного и гамма-излучения для проведения широкого круга исследований, в том числе для поиска и изучения характеристик ЛЯН.

Конструкция реактора. В реакторе ВИР-2М ядерное топливо (уран 90%-ного обогащения по изотопу ²³⁵U) используется в виде раствора соли UO_2SO_4 в обычной воде. Объем топливного раствора составляет около 100 л, концентрация урана 67 г/л. Раствор находится в вертикально расположенном цилиндрическом корпусе реактора (рис. 1), который имеет высоту 2 м и диаметр около 0,7 м при толщине стенок 65 мм. В днище корпуса имеется вогнутая полусферическая полость с внутренним диаметром 300 мм. К крышке корпуса приварено семь цилиндрических каналов: шесть периферийных с внутренним диаметром 85 мм и один центральный с внутренним диаметром 142 мм. В периферийных каналах находится шесть стержней управления из материала, поглощающего нейтроны.

Корпус АЗ реактора размещен в перекрытии между двумя расположенными друг над другом реакторными залами (рис. 2), так что нижний торец реактора находится на уровне потолка нижнего зала. Со всех сторон, кроме нижнего торца, реактор окружен биологической защитой с минимальной толщиной по бетону около 1,5 м. Со стороны полусферической полости АЗ может закрываться защитным шибером, который обеспечивает примерно тысячекратное ослабление излучения от АЗ в нижнем реакторном зале при проведении подготовительных работ.

В специальном боксе (см. рис. 2) размещено оборудование газового контура для регенерации греющего газа, образующегося при радиолизе воды под действием осколков деления. Наличие принудительной системы охлаждения позволяет эксплуатировать установку с частотой 1 импульс/час.

Управление реактором производится из пультной, размещенной в соседнем с верхним реакторным залом помещении. Из пультной производится также управление некоторыми операциями со вспомогательным оборудованием реактора, в частности, управление экспериментальными стендами в нижнем зале.

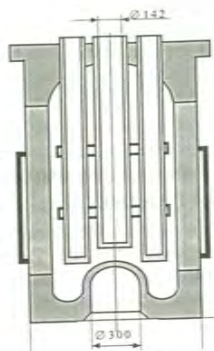


Рис. 1. Схематический разрез корпуса активной зоны реактора ВР-2М

Размещение облучаемых объектов. Для размещения облучаемых объектов используются в основном следующие экспериментальные каналы:

- центральный цилиндрический канал с внутренним диаметром 142 мм;

- полусферическая полость с внутренним диаметром полусферы 300 мм;
- боковой и пролетный каналы диаметром 100 мм, примыкающие к боковой поверхности АЗ;
- полость вблизи поверхности АЗ (так называемая "шахта") с площадью сечения 560х620 мм;
- нижний реакторный зал высотой 2,5 м.

В первых экспериментах с ЛЯН для облучения лазерных кювет использовался центральный канал реактора. В настоящее время лазерные эксперименты проводятся в нижнем зале, где обеспечиваются наиболее удобные условия для проведения таких экспериментов: а) достаточный объем пространства для облучения крупногабаритных (1–2 м) лазерных установок; б) рельсовая кольцевая колея с дистанционно управляемыми тележками, доставляющими подготовленные лазерные установки в зону облучения. Кроме того, наличие полусферической полости позволяет облучать в нижнем зале лазерные установки пространственно локализованным факелом интенсивного нейтронного излучения; при этом аппаратура, находящаяся вне факела, оказывается в существенно меньшем потоке реакторного излучения.

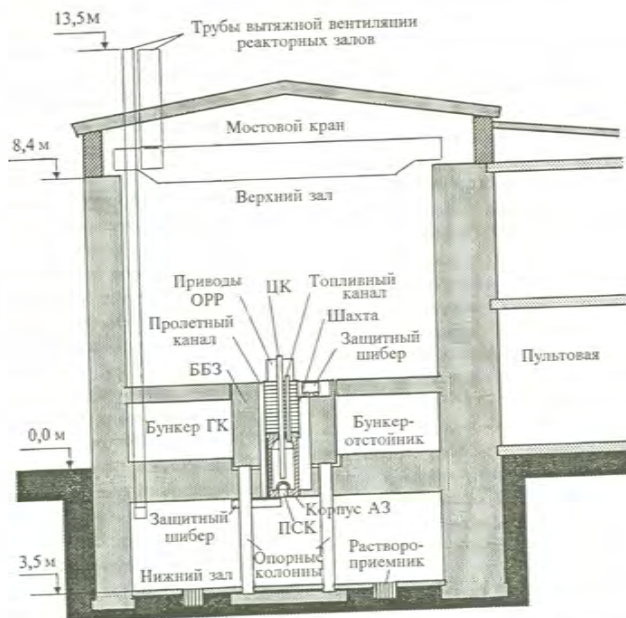


Рис. 2. Схематический вертикальный разрез помещений реактора ВР-2М: ЦК – центральный канал; ОРР – органы регулирования реактивности; ББЗ – блок биологической защиты; ГК – газовый контур; ПСК – полусферическая полость

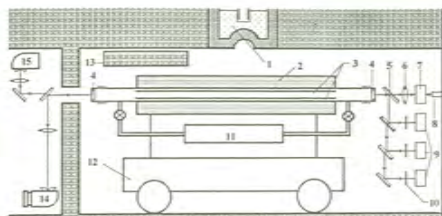


Рис. 3. Схема размещения лазерной установки в нижнем зале реактора ВР-2М: 1 - АЗ реактора; 2 - замедлитель нейтронов; 3 - пластины с урановыми слоями; 4 - зеркала резонатора; 5 - светоделительные пластины; 6 - фокусирующая линза; 7 - измеритель энергии лазерного излучения; 8 - юстировочный лазер; 9 - фотоприемники; 10 - светофильтры; 11 - система откачки и наполнения лазерных кювет газовыми смесями; 12 - тележка; 13 - защитный шибер; 14, 15 - спектральные приборы

Перемещение тележек по рельсовой колее и фиксирование их под АЗ реактора с помощью прижимов может производиться как дистанционно с управлением

из пультной, так и вручную непосредственно в нижнем реакторном зале. Схема размещения лазерной установки под АЗ реактора показана на рис. 3.

Характеристики реакторного излучения. Водород, входящий в состав воды топливного раствора, является замедлителем нейтронов, вследствие чего цепная реакция в АЗ протекает в основном на тепловых нейтронах. В то же время в потоке утечки преобладают нейтроны, испытавшие малое число столкновений с ядрами замедлителя. Поэтому спектр нейтронов утечки оказывается достаточно жестким: средняя энергия нейтронов в различных местах размещения облучаемых объектов колеблется от 0,65 до 0,85 МэВ.

Система управления и защиты дает возможность эксплуатировать реактор ВР-2М в двух режимах работы - импульсном и статическом.

В импульсном режиме диапазон достижимых и повторяемых значений энерговыделения от 5 до 60 МДж (от $1,7 \cdot 10^{17}$ до $2,0 \cdot 10^{18}$ делений). Отличие запланированного и фактического энерговыделения за импульс не превышает, как правило, $\pm 1,5$ - $2,0$ МДж. Основные параметры импульсов реактора ВР-2М приведены в табл. 1.

Таблица 1

Основные параметры импульсов реактора ВР-2М при энерговыделении 60 МДж

Минимальный период нарастания мощности, мс	1,03
Полуширина импульса, мс	2,6
Средняя энергия нейтронов в экспериментальных каналах, МэВ	0,65
Средняя энергия гамма-квантов, МэВ	1,6
Полный флюенс нейтронов, 10^{14} см^{-2} на дне центрального канала в полусферу полусферической полости	7,0 6,8
Флюенс нейтронов с энергией больше 1 МэВ, 10^{14} см^{-2} на дне центрального канала в полусферу полусферической полости	3,9 4,0
Поглощенная доза гамма-излучения в воздухе, 10^3 Гр на дне центрального канала в полусферу полусферической полости	4,6 4,8

На рис. 4 представлена форма импульсов нейтронного и гамма-излучения для энерговыделения 60 МДж. Импульс гамма-излучения практически повторяет по форме нейтронный импульс. Форма импульса почти симметрична; период нарастания мощности на переднем фронте составляет около 1/3 от полуширины импульса. Зависимость длительности импульса от энерговыделения в АЗ приведена на рис. 5. Полуширина импульса при энерговыделении 60 МДж составляет около 2,6 мс.

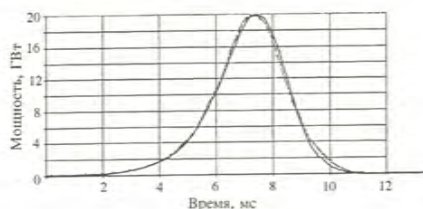


Рис. 4. Форма импульса мощности реактора ВИР-2М при энерговыделении в активной зоне 60,3 МДж: — — вакуумная камера деления, --- — вакуумный эмиссионный детектор

В статическом режиме постоянный уровень мощности, на который может быть выведен реактор, находится практически в пределах от нулевого значения до 30 кВт. Возможен также выход на значения мощности, измеряемые сотнями киловатт (до 1 МВт и более в режиме так называемого "квазимпульса"), однако поддержание

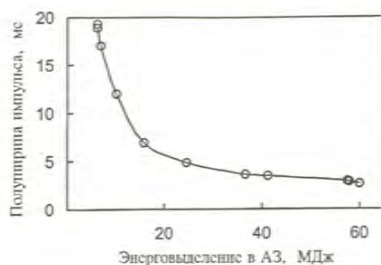


Рис. 5. Зависимость полуширины реакторного импульса от энерговыделения в АЗ реактора

таких мощностей на постоянном уровне трудно осуществимо. Поэтому в случае необходимости проведения серии статических облучений в режиме квазимпульса не удается добиться повторения характера изменения интенсивности в течение времени облучения.

ЛАЗЕРНЫЕ УСТАНОВКИ И МЕТОДИКИ ИЗМЕРЕНИЙ

В состав экспериментального комплекса на реакторе ВИР-2М входят лазерные установки ЛУНА-2М, ЛУНА-2П и ЛЯН-2Т [3], методики для исследования спектрально-люминесцентных, лазерных и оптических характеристик различных сред, а также методики для изучения радиационной стойкости оптических материалов и фотоприемников. Основные характеристики лазерных установок приведены в табл. 2.

Таблица 2

Основные характеристики лазерных установок, входящих в состав исследовательского комплекса на реакторе ВИР-2М

Лазерные установки	ЛУНА-2М	ЛУНА-2П	ЛЯН-2Т
Количество лазерных кювет	2	2	2
Активная длина кюветы, см	200	100	100
Замедлитель	Оргстекло	Оргстекло	Вода
Средняя по длине кюветы плотность потока тепловых нейтронов в максимальном импульсе, см ⁻² с ⁻¹	$2,5 \cdot 10^{15}$	$2,2 \cdot 10^{15}$	$3 \cdot 10^{15}$
Способ накачки	Два параллельно расположенных на расстоянии 2 см урановых слоя размером 200×6 см. Толщина слоя окиси-закиси ^{235}U 3 мг/см ²	Два параллельно расположенных на расстоянии 2 см урановых слоя размером 100×6 см. Толщина слоя окиси ^{235}U 3 мг/см ²	Продукты ядерной реакции $^3\text{He}(n,p)^3\text{H}$
Начальная температура газовой среды, К	300	300	300–1000
Прокачка газа	Без прокачки	С прокачкой в поперечном относительно оси кюветы направлении	Без прокачки

Каждая из этих установок состоит из двух идентичных по конструкции и условиям облучения лазерных ювет, что позволяет ускорить темпы исследований. Установки размещаются в нижнем зале реактора на дистанционно управляемых тележках, которые доставляют их под АЗ реактора непосредственно перед экспериментом.

Установка ЛУНА-2М. Установка ЛУНА-2М была создана в 1975 году, вскоре после первых успешных опытов по получению генерации в условиях ядерной накачки. На этой установке проведен основной объем фундаментальных исследований по различным проблемам ЛЯН видимого и ИК диапазонов спектра (см. обзорные работы [3,5]). Фотография установки ЛУНА-2М приведена на рис. 6.



Рис. 6. Установка ЛУНА-2М в нижнем зале реактора ВИР-2М

Установка ЛУНА-2П. В этой установке предусмотрена прокачка газа в поперечном относительно оптической оси направлении со скоростью 5–10 м/с. Установка была разработана в 1987 году и применялась для исследования лазерных характеристик и оптического качества газовой среды в режиме прокачки газа. Фотография установки ЛУНА-2П приведена на рис. 7.

Установка ЛЯН-2Т. В установке ЛЯН-2Т, созданной в 1991 году для исследования лазеров на парах металлов и влияния температуры на лазерные параметры, использовались кварцевые лазерные юветы диаметром 3,2 см с электроннагревателями, заполненные смесью изотопа ^3He с лазерным газом. Возбуждение активных сред в этом случае осуществляется продуктами ядерной реакции $^3\text{He}(n,p)^3\text{H}$. Подробное описание установки ЛЯН-2Т приведено в работе [6].

Энерговклад в газовую среду. При исследовании ЛЯН в качестве активных сред использовались, как

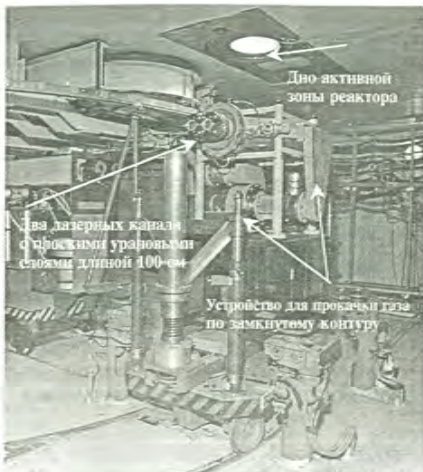


Рис. 7. Лазерная установка ЛУНА-2П, размещенная под АЗ реактора ВИР-2М

правило, газовые смеси, в которых основными компонентами являлись инертные газы He , Ne и Ar при давлениях 0,25–3 атм. Удельная мощность накачки и однородность возбуждения лазерных сред зависит от способа накачки, величины нейтронного потока, геометрии и размеров лазерной юветы, вида ядерных частиц и давления газа. Энерговклад в газовую среду определялся как с помощью экспериментальных методов по скачку давления в газовой среде, так и расчетным путем [7–9].

При использовании урановых слоев эффективность поглощения энергии осколков деления в газовой смеси составляет, как правило, 15–20% при толщине уранового слоя, равного половине пробега осколка в материале слоя. Примерно такие толщины урановых слоев использовались в установках ЛУНА-2М и ЛУНА-2П. Максимальные значения удельного энерговклада достигались в установке ЛУНА-2М: 45 Вт/см³ при давлении гелия 2 атм и аргона 0,5 атм; 50 Вт/см³ при давлении неона 1 атм.

Методики измерений и регистрирующая аппаратура. Основные методики, которые использовались для измерения лазерных характеристик показаны на рис. 3. Энергетические параметры лазерного излучения определялись с помощью измерителей энергии лазерных импульсов ИМО-2Н, различных фотоэлементов (ФЭ-28, ФЭК-11, ФЭК-14, СДФ-7) и фотосопротивлений (PbS, PbSe). Для измерения спектров лазерного излучения в ультрафиолетовой (УФ), видимой и ближней инфракрасной (ИК) областях спектра использовались спектрографы типа ДФС-452, а в средней ИК

области спектра – монохроматор МДР-2 с линейкой фотоспротивлений на основе PbSe. Спектры поглощения (отражения) оптических материалов и зеркал резонатора определялись с помощью различных спектрофотометров (ИКС-14А, СФ-26, СФ-9, Specord M40).

Для юстировки зеркал резонатора и оптических элементов в схеме регистрации использовались газоразрядные гелий-неоновые лазеры.

Регистрация электрических сигналов на первых этапах исследований проводилась с использованием различных многолучевых осциллографов. В настоящее время для этих целей разработана автоматизированная система регистрации и обработки результатов измерений на основе компьютерных технологий.

ИССЛЕДОВАНИЕ РАДИАЦИОННОЙ СТОЙКОСТИ ОПТИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ И ФОТОПРИЕМНИКОВ

Проведение лазерных экспериментов на импульсных реакторах сопряжено со значительными трудностями, связанными с тем, что лазерная кювета и измерительные устройства попадают в зону интенсивного облучения. Это обстоятельство накладывает ограничения на выбор конструктивных, оптических материалов и детекторов, а также заставляет принимать специальные меры по проверке работоспособности отдельных узлов установки и фотоприемников в момент и после воздействия на них реакторного излучения.

Исследования радиационной стойкости оптических элементов и фотоприемников всегда проводились параллельно с лазерными экспериментами. Основные методики и результаты таких исследований приведены в обзорной работе [10].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Опыт многолетней эксплуатации реактора ВИР-2 показал, что эта установка является одной из наиболее удобных и безопасных для проведения лазерных исследований.

Для изучения характеристик газовых ЛЯН на реакторах ВИР-2 и ВИР-2М за период с 1972 года по 1995 год было проведено около 2500 импульсов. В результате этих исследований была получена и исследована генерация в видимой и ИК областях спектра примерно на 40 переходах атомов Xe, Kr, Ar, Ne, C, O, N, Cl и ионов Cd^+ , Zn^+ при возбуждении газовых смесей атмосферного давления осколками деления урана и продуктами ядерной реакции ${}^3He(n,p){}^3H$ (см., например, обзорную работу [3]). Был также решен ряд важных задач, связанных с изучением оптических и газодинамических характеристик газовых сред, а также

получена информация, необходимая для разработки непрерывного многоканального ЛЯН [11].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Колесов В.Ф. Импульсные самогасящиеся реакторы и методы их расчета. – Динамика ядерных реакторов. М.: Энергоатомиздат, 1990, с. 167–282.
2. Воинов А.М. Применение импульсных ядерных реакторов для исследования лазеров с ядерной накачкой. – Труды конф. "Физика ядерно-возбуждаемой плазмы и проблемы лазеров с ядерной накачкой", г. Обнинск: ГНЦ РФ–ФЭИ, 1992, т. 1, с. 101–112.
3. Sinyanskii A.A., Melnikov S.P. Research on development of continuous nuclear-laser setups in VNIIEF. – Proc. SPIE, 1998, vol. 3686, p. 43–55.
4. Воинов А.М., Колесов В.Ф., Матвеев А.С. и др. Водный импульсный реактор ВИР-2М и его предшественники. – ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 1990, вып. 3, с. 3–15.
5. Melnikov S.P., Sinyanskii A.A. Ultimate efficiency of nuclear-pumped lasers. – Laser and Particle Beams, 1993, vol. 11, No. 4, p. 645–654.
6. Konak A.I., Melnikov S.P., Porkhaev V.V., Sinyanskii A.A. Nuclear-pumped γ -laser at temperatures up to 800° C. – Laser and Particle Beams, 1993, vol. 11, No. 4, p. 663–668.
7. Wilson J.W., DeYoung R.J. Power deposition in direct nuclear-pumped 3He lasers. – J. Appl. Phys., 1978, vol. 49, No. 3, p. 980–988.
8. Казаян В.Т., Литвиненко Б.А., Рогинец Л.П., Савушкин И.А. Физические основы использования кинетической энергии осколков деления в радиационной химии. – Минск: Наука и техника, 1972.
9. Сизов А.Н. Влияние неоднородностей ураносодержащих слоев на энерговыход в активную среду лазеров с ядерной накачкой. – Труды конф. "Физика ядерно-возбуждаемой плазмы и проблемы лазеров с ядерной накачкой", г. Обнинск: ГНЦ РФ–ФЭИ, 1993, т. 3, с. 83–88.
10. Воинов А.М., Довбыш Л.Е., Кривоносов В.Н. и др. Методическое обеспечение исследований по радиационной стойкости оптических элементов лазеров с ядерной накачкой. – Труды 2-й Межд. конф. "Физика ядерно-возбуждаемой плазмы и проблемы лазеров с ядерной накачкой". Т. 1. Арзамас-16: ВНИИЭФ, 1995, с. 52–69.
11. Sinyanskii A.A., Krivonosov V.N. Powerful nuclear-optical converters for applications in scientific investigations and national economy. – Proc. SPIE, 1988, vol. 3574, p. 440–448.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ В Ar-Xe ЛАЗЕРЕ ПРИ НАКАЧКЕ ОТ РЕАКТОРА БАРС-6

П. П. Дьяченко, Ю. А. Дюжов, М. Ю. Зайцев, А. А. Орлов, Е. Д. Полетаев, В. Н. Смольский
(ГНЦ РФ – Физико-энергетический институт, Обнинск)

Одним из важных факторов, влияющих на выходные характеристики газового лазера с ядерной накачкой, работающего как в режиме свободной генерации, так и режиме усилителя, являются оптические неоднородности среды в лазерно-активном элементе (ЛАЭЛ). Это связано с достаточно большой (до 250 см) длиной ЛАЭЛ, обычно используемых для создания мощных лазерных систем. Поэтому даже небольшие по величине поперечные градиенты оптической плотности приводят к заметному изменению пространственной структуры светового пучка, формируемого в резонаторе, и могут влиять как на временные параметры генерации, так и на ее эффективность.

Пространственно-временные оптические неоднородности обусловлены изменениями плотности газа, которые могут происходить в лазерной кювете в течение импульса накачки в результате нескольких причин: из-за неравномерной по радиусу, углу и оси кюветы удельной скорости энерговыклада осколков деления в газ, наличия теплообмена газа со стенкой кюветы, а также вследствие возникновения звуковых колебаний. В работах [1–3] показано, что эти явления могут приводить к образованию оптических неоднородностей типа газовой термодиффузии, оптического клина и других эффектов, величина которых будет зависеть от геометрии и условий эксперимента. Целью данной работы является экспериментальное изучение динамики образования оптических неоднородностей в активной среде Ar-Xe лазера в условиях накачки от импульсного реактора БАРС-6. В качестве лазерной кюветы использовался стандартный ЛАЭЛ, предназначенный для использования в лазерном блоке создаваемого в ГНЦ РФ–ФЭИ энергетического макета мощной лазерной системы на основе оптического квантового усилителя с ядерной накачкой.

МЕТОД И СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТА

Для изучения оптических неоднородностей, образующихся в Ar-Xe лазере при накачке осколками де-

ления, использовался метод зондирования активной среды пучком излучения вспомогательного лазера. Эксперименты проводились на импульсном реакторе БАРС-6. Лазерная кювета, представляющая собой тонкостенную трубу из нержавеющей стали диаметром 4,9 см и длиной 250 см, в которой на внутреннюю поверхность нанесен тонкий (~5 мкм) слой металлического урана-235, а торцы герметично закрыты кварцевыми окнами с просветляющим покрытием, размещалась в цилиндрическом замедлителе из полиэтилена на расстоянии 70 см от активных зон реактора БАРС-6. В качестве зондирующего лазера использовался He-Ne лазер ЛГ-215. Для регистрации пространственно-временного распределения интенсивности зондирующего пучка после прохождения его через лазерную кювету использовалась позиционно-чувствительный фотодетектор.

На рис. 1 приведена оптическая схема эксперимента. Пучок зондирующего лазера (1) расширялся телескопической системой (2) и через канал в биологической защите диаметром 56 мм и длиной 3,6 м направлялся в реакторный бокс, где располагался ЛАЭЛ с исследуемой средой (5). После прохождения ЛАЭЛ зондирующий пучок опять направлялся в измерительный зал и попадал на многосекционный фотодетектор (11), регистрирующий пространственно-временное распределение интенсивности излучения. Длина трассы от телескопа до ЛАЭЛ составляла примерно 15 м, а длина трассы от ЛАЭЛ до многосекционного фотодетектора – 12 м. Диаметр зондирующего пучка на входе кюветы составлял 10 мм, а на поверхности фотодетектора – 11 мм.

В качестве многосекционного позиционно-чувствительного фотодетектора использовался 9-секционный поверхностно-барьерный полупроводниковый детектор, изготовленный из пластины монокристалла кремния n -типа, на рабочую поверхность которого через соответствующую маску напылен слой золота. Подробное описание детектора и схемы его включения содержится в работе [4].

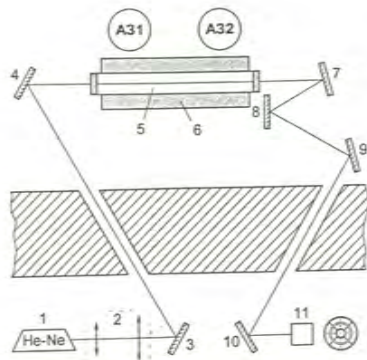


Рис. 1. Оптическая схема эксперимента: 1 – He-Ne лазер ($\lambda = 0,63$ мкм); 2 – телескопическая система; 3, 4, 7–10 – плоские алюминиевые зеркала; 5 – ЛАЭЛ; 6 – полиэтиленовый замедлитель; 11 – ПЧД

Длительность импульса накачки измерялась с помощью урановой камеры деления, расположенной в замедлителе. Энерговклад осколков деления в газовый объем ЛАЭЛ определялся экспериментально, используя метод измерения скачка давления. Для измерения распределения энерговклада по длине и азимуту ЛАЭЛ использовался метод активации медных и вольфрамовых фольг.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Эксперимент проводился в условиях генерации нейтронных импульсов реактора БАРС-6 с энерговыделением в обеих активных зонах $\sim 2 \cdot 10^{17}$ делений, при расстоянии между зонами ~ 150 см. На рис. 2–4 приведены результаты измерения временных распределений интенсивности пучка зондирующего лазера на секторах позиционно-чувствительного детектора (ПЧД) после прохождения его через ЛАЭЛ, заполненный аргоном при давлении 0,25; 0,5 и 1,0 атм. Измерения проводились в широком диапазоне времени (до 2 мс), с тем чтобы проследить динамику изменения распределения

интенсивности зондирующего пучка как во время нейтронного импульса, так и после него. Длительность импульса накачки составляла 140 мкс на половине высоты. Измеренная по скачку давления величина среднего по объему ЛАЭЛ удельного энерговклада составляла 27, 35 и 38 мДж/см³ при давлении 0,25; 0,5 и 1,0 атм соответственно.

Из рис. 2–4 видно, что в условиях нашего эксперимента наблюдается достаточно сложная картина поведения временного распределения интенсивности пучка зондирующего лазера на секторах фотодетектора. Здесь присутствует эффект образования тепловой газовой линзы, связанный с неравномерностью по радиусу кюветы энерговклада от осколков деления, а также эффекты оптического клина и поперечных звуковых колебаний с периодом ~ 150 мкс. Последний оказывается наиболее значительным при давлении аргона 0,25 атм.

Эффект оптического клина приводит к отклонению зондирующего пучка в сторону от активных зон реактора. Этот эффект является неожиданным, поскольку измеренное распределение флюенса нейтронов в замедлителе на поверхности кюветы по азимуту было постоянным в пределах 5%. Так как эффекты образования термолинз и клина происходят одновременно, а пространственное разрешение используемого нами фотодетектора недостаточно высокое, то оказалось затруднительным количественно определить эти эффекты с приемлемой точностью. Тем не менее оценки поперечного градиента оптической плотности (параметра оптического клина) показали, что его величина, например, для опыта с аргоном при давлении 0,5 атм и при удельном энерговкладе 20–25 мДж/см³ составляет $n_1 = 3 \cdot 10^{-6}$ см⁻¹, что соответствует перепаду плотности смеси на диаметре кюветы $\sim 0,05$ амага. К окончанию импульса накачки величина смещения пучка зондирующего лазера на выходном окне ЛАЭЛ составляла порядка 2–3 мм, что не должно заметно влиять на эффективность работы ЛАЭЛ как в режиме усилителя, так и в режиме свободной генерации. Однако следует отметить, что в условиях больших уровней удельного энерговклада и его неравномерности роль эффекта оптического клина может оказаться существенной.

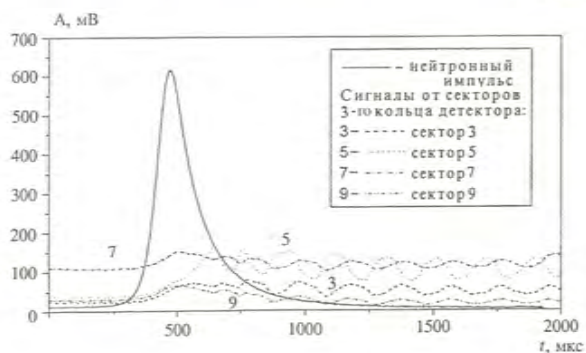
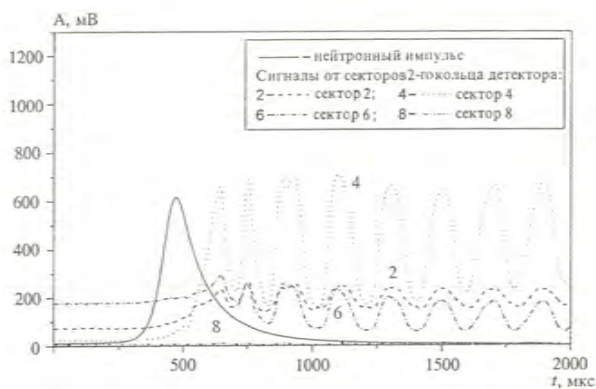
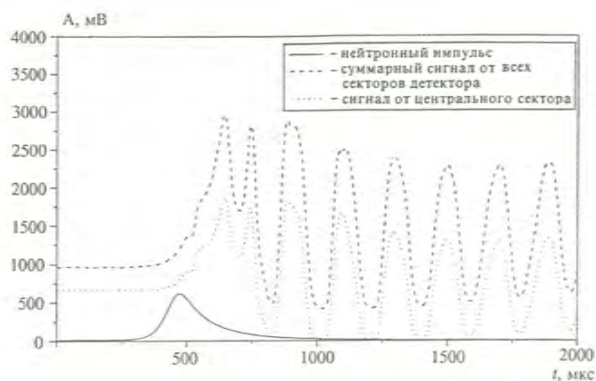


Рис. 2. Импульс накачки и временные распределения интенсивности зондирующего лазера на секторах ПЧД при прохождении через ЛАЭЛ с Ag средой при давлении 0,25 атм.

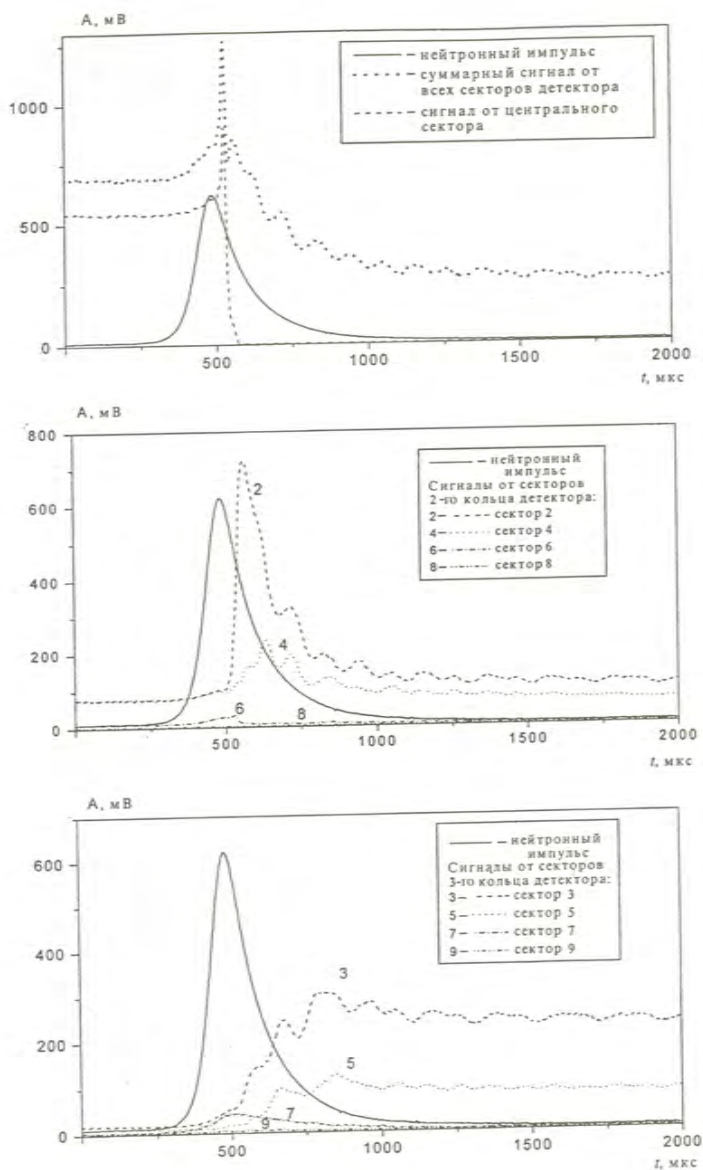


Рис. 3. Импульс накачки и временные распределения интенсивности зондирующего лазера на секторах ПЧД при прохождении через ЛАЭЛ с Ag средой при давлении 0,5 атм

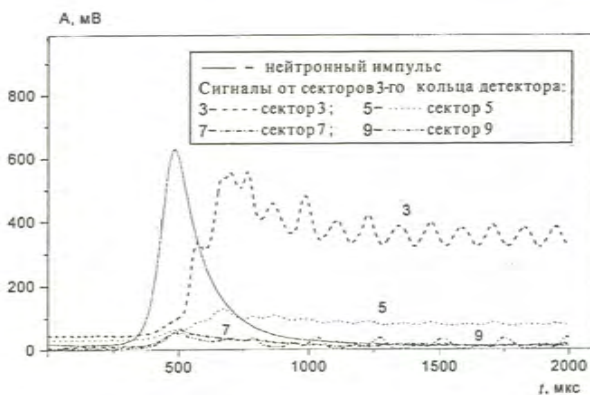
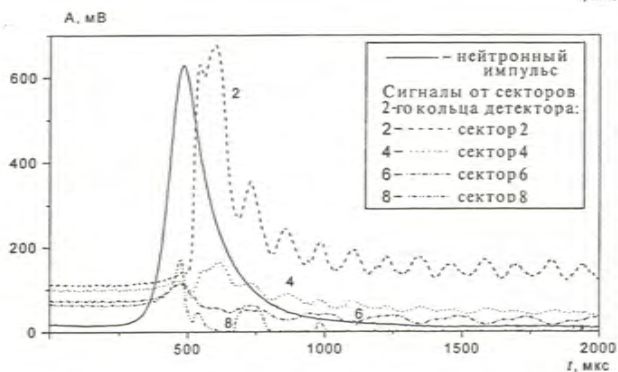
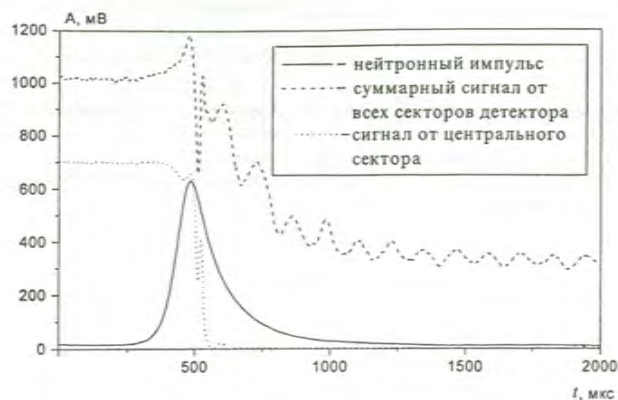


Рис. 4. Импульс накачки и временные распределения интенсивности зондирующего лазера на секторах ПЧД при прохождении через ЛАЭЛ с Ag средой при давлении 1,0 атм

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гулевич А.В., Качанов Б.В. О прохождении света через оптически неоднородную среду в кювете газового лазера с ядерной накачкой. – Труды конференции ЛЯН-92, г. Обнинск: ГНЦ РФ-ФЭИ, 1992, т. 2, с. 167–175.
2. Боровков В.В. Лажинцев Б.В., Нор-Аревян В.А. и др. Особенности газодинамики прокачных ЛЯН и проблемы формирования качества светового пучка. – Труды конференции ЛЯН-94, Арзамас-16: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 1995, т. 1, с. 399–406.
3. Petra M., Miley G., Suzuki E., Batyrbekov E., Poletaev E. Study of thermal blooming in NPLs for combined wall and volume pumping. – Proc. of Inter. Conf. LIRPP-93. Monterey, CA, 1993, p. 512–514.
4. Лapidус В.И., Дьяченко П.П., Семенова Н.Н., Серегина Е.А. Кремниевый поверхностно-барьерный детектор для измерения пространственно-временного распределения интенсивности излучения в лазерном пучке: Препринт № 2812. Обнинск: ФЭИ, 2000.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ИМПУЛЬСНОГО РЕАКТОРА ГИР-2 ДЛЯ ОБУЧЕНИЯ СТУДЕНТОВ

М. А. Воинов, С. В. Воронцов, В. Ф. Колесов, М. И. Кувшинов, В. Т. Пунин, И. Г. Смирнов
(РФЯЦ-ВНИИЭФ)

ВВЕДЕНИЕ

РФЯЦ-ВНИИЭФ обладает уникальным парком разнообразных исследовательских импульсных ядерных реакторов (ИЯР), созданных для проведения испытаний радиационной стойкости различных приборов и устройств [1]. В настоящее время ставятся вопросы как о возможных путях расширения областей применения существующих ИЯР, так и о подготовке кадров для их эксплуатации.

Импульсные ядерные реакторы, имеющие компактную и простую активную зону (АЗ), с достаточной точностью соответствуют несложным, понятным студентам физическим моделям. Используя ИЯР в качестве удобного демонстрационного учебного пособия, студенты смогут лучше понять и усвоить физические основы и принципы работы ядерного реактора. ИЯР являются вместе с тем мощным источником нейтронов и гамма-квантов. Это позволяет проводить учебные работы, связанные с распространением излучения в различных материалах, заниматься проблемами регистрации и воздействия ионизирующего излучения. Практически "нулевое" выгорание топлива и низкий фон излучения от заглушенной АЗ позволяет проводить демонстрацию конструкции ИЯР.

В Саровском физико-техническом институте (СарФТИ) на кафедре экспериментальной физики обучаются студенты, которые в последующем будут работать в ядерно-физических подразделениях РФЯЦ-ВНИИЭФ. Таким образом, возникает прекрасная возможность подготовить специалистов, которые могли бы не только лучше разбираться в вопросах физики реакторов, но еще будучи студентами освоили бы специфику работы на ИЯР.

В 1995 году на установке ГИР-2 в инициативном порядке для студентов четвертого курса были проведены лабораторные работы по курсу "Физика ядерных реакторов". При этом управление установкой осуществлялось эксплуатационным персоналом, а студенты проводили разнообразные измерения.

КРАТКОЕ ОПИСАНИЕ РЕАКТОРА ГИР-2

Активная зона реактора ГИР-2 [2,3] имеет сферическую форму и изготовлена из сплава металлического урана с молибденом (массовая доля молибдена 9%). Диаметр АЗ – 300 мм. Она окружена отражателем нейтронов в виде колпака с толщиной стенок 60 мм (рис.1). Материалом отражателя является гомогенная смесь полипропилена с окисью кадмия, что обеспечивает повышение выхода гамма-излучения от установки и снижает возмущения от внешних устройств. Для полного использования возможностей реактора как источника нейтронного излучения в отражателе имеет боковое отверстие диаметром 300 мм.

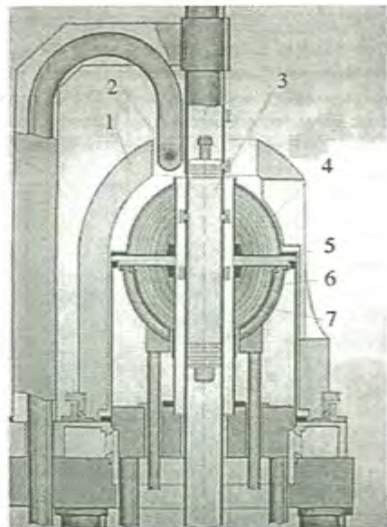


Рис.1. Схема активной зоны реактора ГИР-2: 1 – отражатель; 2 – источник нейтронов; 3 – импульсный блок; 4 – верхний блок; 5 – диафрагма; 6 – блок грубой регулировки; 7 – блок точной регулировки

АЗ состоит из трех топливных блоков. Топливные блоки содержат полусферические урановые детали, заключенные в герметичный чехол из нержавеющей стали с толщиной стенок 2 мм. Верхняя половина АЗ представляет собой неподвижный топливный блок, укрепленный на стальной диафрагме. Наружная урановая полусфера верхнего блока имеет обогащение 36% по ^{235}U , внутренние – 90%.

Управление мощностью ГИР-2 осуществляется с помощью двух нижних блоков, перемещаемых относительно друг друга и верхней части. Внутренняя часть нижней половины АЗ является блоком грубой регулировки реактивности (высота подъема 100 мм, эффективность 18 $\beta_{\text{эф}}$, эффективная доля запаздывающих нейтронов $\beta_{\text{эф}} = 0,0067$). Она содержит топливные детали с обогащением 90% по ^{235}U . Блоком точной регулировки (высота подъема 60 мм, эффективность 5 $\beta_{\text{эф}}$) служит наружная часть нижней половины, содержащая урановую полусферу с обогащением 36%. Применение наружных урановых деталей с меньшим обогащением позволяет избежать перегрева участков, граничащих с отражателем. Реактивность устройства при крайнем верхнем положении блоков регулирования составляет $\approx 0,25\beta_{\text{эф}}$. Быстрое гашение реактора осуществляется за счет обесточивания электромагнитов, удерживающих блоки управления, и падения блоков в нижнее положение. Генерирование импульса делений осуществляется при быстром пролете импульсного блока (алюминиевого цилиндра) в центральном осевом канале АЗ. Диаметр цилиндра 65 мм, длина 400 мм, скорость пролета 15 м/с, эффективность 1 $\beta_{\text{эф}}$. Полная масса топливного материала в АЗ ГИР-2 составляет 178 кг. Более подробное описание реактора приведено в работе [2]. Внешний вид реактора показан на рис. 2.

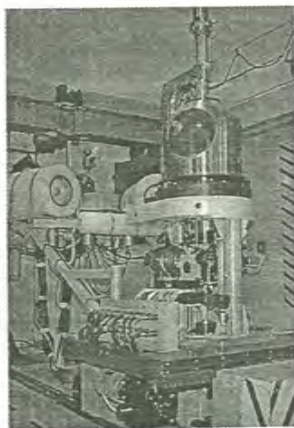


Рис. 2. Общий вид реактора ГИР-2

Линейная зависимость энерговыделения в импульсе от величины надкритичности, эффективное тепловое гашение реакции делений, снижение уровня возмущений реактивности за счет наличия экранирующего отражателя и отсутствия внутренних полостей для облучения в АЗ – все это значительно повышает безопасность реактора и делает его удобным для проведения учебной работы.

ОПИСАНИЕ ЛАБОРАТОРНЫХ РАБОТ

На реакторе ГИР-2 было проведено шесть лабораторных работ [2]:

- измерение коэффициента умножения нейтронов и достижение критического состояния реактора ГИР-2;
- определение зависимости реактивности реактора от установившегося периода разгона (снятие кривой "обратных часов");
- определение влияния отражателя на реактивность реактора;
- определение степени подкритичности реактора ГИР-2 методом сброса регулировочных блоков;
- прогнозирование и экспериментальное определение параметров импульса делений реактора ГИР-2;
- определение температурного коэффициента гашения реактивности реактора.

На каждую лабораторную работу было разработано описание, которое утверждалось руководством СарФТИ. Ниже приведено краткое содержание работ.

Измерение коэффициента умножения нейтронов и достижение критического состояния реактора ГИР-2. Производится измерение коэффициента размножения нейтронов в подкритической системе "активная зона + внешний источник" и определение критического состояния реактора ГИР-2 при подъеме блока точной регулировки (БТР).

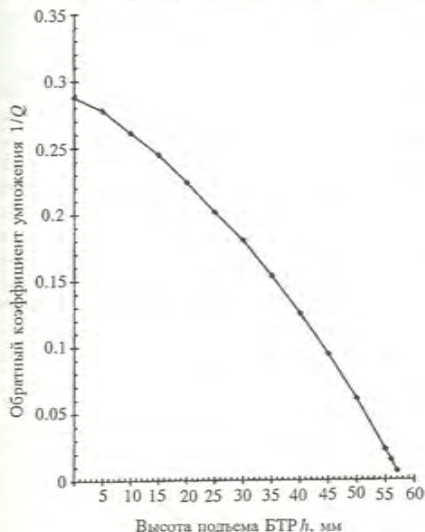
Работа проводится следующим образом. У внешней поверхности АЗ заглушенного реактора (БР (блок грубой регулировки) и БТР – в крайнем нижнем положении) с противоположной стороны по отношению к детектору устанавливается источник нейтронов (Pu-Be). В качестве детектора нейтронов используется "всеволоновой" счетчик. В данном состоянии производится измерение скорости счета детектора N_0 – "фоновая" скорость счета. БТР поднимается в верхнее положение, вновь производится измерение скорости счета детектора и определение коэффициента размножения системы "АЗ + источник" по формуле

$$Q = \frac{N}{N_0},$$

где N – скорость счета детектора нейтронов; N_0 – фоновая скорость счета детектора.

После этого производится подъем БТР на определенную высоту и определение коэффициента размножения системы. Полученные результаты представляются в виде графика зависимости обратного коэффициента умножения ($1/Q$) от высоты подъема БТР (h).

Коэффициент размножения определяется для нескольких (5–10) положений БТР, при этом после нанесения очередной точки на график производится аппроксимация зависимости $1/Q = f(h)$ к нулю. Соответствующее значение h принимается за критическую высоту подъема БТР (т. е. при подъеме БТР на данную высоту АЗ реактора становится критической на западывающих нейтронах) и уточняется при каждом изме-



рении.

На рис. 3 приведен характерный график зависимости $1/Q = f(h)$, полученный на одной из лабораторных работ.

Рис. 3. График зависимости обратного коэффициента умножения нейтронов в АЗ реактора ГИР-2 от высоты подъема блока точной регулировки

Определение зависимости реактивности реактора от установившегося периода разгона. Реактор выводится в надкритическое с учетом западывающих нейтронов состояние, после чего измеряются физические величины, характеризующие данное состояние реактора: реактивность ρ и установившийся период разгона T . Реактивность реактора (в единицах $\beta_{\text{эф}}$) измеряется штатным реактиметром установки ГИР-2. Установившийся период разгона (в секундах) измеряется штатным измерителем периода установки ГИР-2.

Измерение реактивности и периода разгона производится для нескольких (4–5) состояний в надкритической по западывающим нейтронам области, при этом состояния системы выбираются таким образом, чтобы установившийся период разгона был не менее 30 с (т. е. $T \geq 30$ с).

Для каждого состояния реактора, при котором производились измерения, значение реактивности рассчитывается с использованием констант для западывающих нейтронов при делении ^{235}U из работы [4] по формуле

$$\rho = \frac{\tau'_M}{T} + \sum_{i=1}^6 \frac{\beta_i}{1 + \lambda_i T},$$

где β_i – выход западывающих нейтронов i -й группы; λ_i – константа радиоактивного распада ядер-предшественников для i -й группы западывающих нейтронов.

По полученным значениям строится экспериментальная зависимость реактивности реактора от установившегося периода разгона $\rho = \rho(T)$ и сравнивается с расчетной. На рис. 4 в качестве примера приведены результаты одной из лабораторных работ.

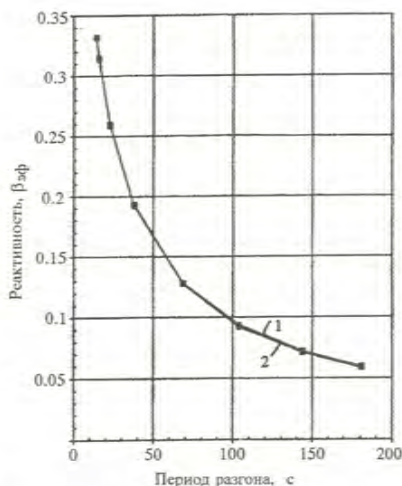


Рис. 4. График зависимости реактивности системы от установившегося периода разгона: 1 – расчет по константам Дж. Клина; 2 – экспериментальные данные

Определение влияния отражателя на реактивность АЗ реактора ГИР-2 отражателя, расположенного в "окне" n -, γ -конвертора. Работа производится следующим образом.

В "окне" n -, γ -конвертора располагается стальной цилиндр. Блок грубой регулировки реактивности БТР

поднимается в верхнее положение. С помощью блока точной регулировки реактивности БТР реактор выводится в критическое (по запаздывающим нейтронам) состояние. Данное положение (высота подъема БТР — H_0) записывается в качестве исходного.

Цилиндр убирается из "окна" п-, γ-конвертора.

С помощью блока БТР реактор вновь выводится в критическое состояние, которому соответствует высота подъема БТР — H_1 . Блок БТР опускается в положение H_0 , в котором производится измерение степени подкритичности системы ρ . Данная величина по абсолютной величине равна "весу" отражателя, т. е. вкладу отражателя в реактивность системы.

Соответствующие измерения производятся для цилиндра аналогичных размеров из полиэтилена.

Определение степени подкритичности реактора ГИР-2 методом сброса регулировочных блоков. Работа посвящена измерению реактивности методом сброса стержня, который основан на связи отрицательного скачка реактивности с характером спада плотности потока нейтронов $n(t)$. Эта связь для случая, когда реактор перед сбросом стержня находился в критическом состоянии на мощности с плотностью потока нейтронов n_0 , имеет вид:

$$\Delta\rho = - \frac{n_0 \sum_{i=1}^6 \beta_i / \lambda_i}{\int_0^\infty n(t) dt}, \quad (1)$$

где β_i и λ_i — параметры запаздывающих нейтронов i -й группы.

В работе производится определение степени подкритичности реактора ГИР-2 методом сброса регулировочных блоков (БТР и БГР) в следующей последовательности.

1. При заглушенном реакторе (БТР и БГР — в нижнем положении) определяется фоновая скорость счета детекторов n_Φ .

2. Реактор выводится в критическое (или близкое к критическому) состояние, в котором определяется соответствующая скорость счета детекторов n_0 .

3. Производится сброс БТР и БГР в нижнее положение и измеряется интегральный счет детекторов N за время $t = 200$ с, после чего определяется истинная величина интегрального счета с учетом фона

$$N = N' - n_\Phi \cdot t. \quad (2)$$

4. Степень подкритичности реактора (суммарная реактивность, вносимая БТР и БГР) определяется по формуле (1). В единицах $\beta_{\Sigma\Phi}$ с учетом параметров

запаздывающих нейтронов ($\frac{1}{\beta_{\Sigma\Phi}} \sum_{i=1}^6 \beta_i / \lambda_i \approx 12,75$)

величина подкритичности имеет следующий вид:

$$\Delta\rho \approx 12,75 \cdot n_0 / N. \quad (3)$$

Прогнозирование и экспериментальное определение параметров импульса делений реактора ГИР-2. Студентам сообщаются необходимые параметры реактора ГИР-2 (значения коэффициента гашения реактивности A , времени жизни мгновенных нейтронов $\tau_{\text{мгн}}$) и планируемого импульса (значение стартовой реактивности на мгновенных нейтронах ε_0), после чего они рассчитывают характеристики планируемого импульса реактора:

— начальный период разгона T

$$T = \frac{\tau_{\text{мгн}}}{\varepsilon_0};$$

— максимальную мощность в импульсе N_{max}

$$N_{\text{max}} = \frac{\varepsilon_0^2}{2A\tau_{\text{мгн}}};$$

— суммарное энерговыделение Q

$$Q = \frac{2\varepsilon_0}{A};$$

— полуширину импульса $\tau_{1/2}$ (длительность импульса на половине высоты)

$$\tau_{1/2} = 3,52T;$$

— эффективную длительность импульса $\tau_{\text{эф}}$

$$\tau_{\text{эф}} = \frac{Q}{N_{\text{max}}}.$$

Группа эксплуатации реактора производит генерацию импульса делений. По показаниям измерительных приборов студенты определяют указанные выше величины и сравнивают экспериментальные данные с предварительно сделанным прогнозом.

Определение температурного коэффициента гашения реактивности реактора. При фиксированном положении блоков регулирования реактивности БГР и БТР производится измерение реактивности "холодного" реактора. После чего обеспечивается разогрев АЗ за счет генерации импульса, либо за счет работы на мощности в статическом режиме.

Блоки БГР и БТР устанавливаются в начальное положение, и производится измерение реактивности фиксированной конфигурации реактора при новом значении температуры. На основании полученных данных определяется температурный коэффициент гашения реактивности реактора, т. е. усредненная величина уменьшения реактивности при нагреве материала АЗ на 1°C .

ВОЗМОЖНОСТИ ПО ДАЛЬНЕЙШЕМУ РАЗВИТИЮ ОБУЧАЮЩИХ ПРОГРАММ

Успешное проведение лабораторных занятий подтвердило возможность выполнения таких работ на ИЯР (в частности, на установке ГИР-2) и полезность их для учебного процесса. В дальнейшем было бы целесообразно не только проводить такие занятия на постоянной основе, но и создать комплексный практикум, включающий лабораторные работы по ядерной физике, физике реакторов, ядерной безопасности, дозиметрии и другим дисциплинам. Это позволит студентам ознакомиться с действующими во ВНИИЭФ ядерными установками, получить навыки работы и проведения экспериментов на подобных установках, лучше усвоить теоретические знания. Разработка такого практикума будет полезна также для поддержания и повышения квалификации сотрудников ВНИИЭФ (специалистов, привлекаемых к работам на ИЯР, представителей службы ТБ, руководителей разных уровней и т. д.). По предлагаемой программе могли бы обучаться студенты других вузов и исследовательских институтов. Наиболее приемлемой формой для этого является создание летней студенческой школы со сроком работы около одного месяца. В течение этого срока возможны как практические занятия с использованием физических установок ВНИИЭФ, так и проведение молодежных семинаров и конференций.

Примером может служить исследовательский реактор Миссурийского университета (MURR) [5], который после введения в эксплуатацию в 1966 году превратился в центр, где студенты многих факультетов выполняли свои дипломные исследования. Не так давно MURR стал использоваться для обучения студентов последнего курса Миссурийского университета, а также студентов местных высших школ. С 1989 года MURR принимает участие в финансируемой Национальным научным фондом программе "Опыт исследований для студентов последних курсов (REU)". В рамках данной программы студенты последних курсов из различных университетов и колледжей США приезжают в Миссурийский университет и в течение лета приобретают навыки проведения исследований на MURR. Начатая в 1984 году Программа ядерных исследований MURR позволяет студентам местных высших школ проводить на реакторе эксперименты по нейтронному активационному анализу (NAA). Каждый год более 100 выпускников 25 или более факультетов Миссурийского университета и более 80 выпускников других университетов США проводят исследования в центре MURR.

Ежегодно на реакторе устраиваются экскурсии для более чем 2000 посетителей: учеников обычных школ, преподавателей высших школ, законодателей штата, представителей профсоюзных организаций и др. За прошедшие годы реактор посетили представители всех штатов и 66 стран.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Имеющиеся во ВНИИЭФ уникальные физические установки могут быть использованы для обучения студентов СарФТИ. Это позволит студентам не только лучше усвоить теоретические знания, но и ознакомиться с экспериментальной базой ВНИИЭФ, получить навыки работы и проведения экспериментов на установках, что может существенно повысить уровень подготовки специалистов, приходящих на работу в федеральный ядерный центр. Успешное выполнение лабораторных занятий на ИЯР ГИР-2 подтвердило возможность проведения таких работ и полезность их для учебного процесса.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Khariton Yu.B., Voinov A.M., Kolesov V.F. et al. Overview of VNIIEF Pulsed Reactors. – Proceedings of the Topical Meeting on Physics, Safety, and Applications of Pulse Reactors, Washington, D.C., November 13–17, 1994, Washington, D.C., ANS, p. 22–24.
2. Voinov M.A., Vorontsov S.V., Kuvshinov M.I. et al. Implementation of GIR-2 pulse nuclear reactor for education and training of university students. – Proc. 11th Pacific Basin Nuclear Conf. (PBNC'98), Banff, Canada, May 3–7, 1998.
3. Bosamykin V.S., Voinov M.A., Gordeev V.S. et al. Feasibility Study of Intense Pulsed Neutron Source Based on a Powerful Electron Accelerator and a Pulsed Nuclear Reactor. – 16th IEEE/NPSS Symposium on Fusion Engineering, IEEE, Champaign, IL(1995), volume 2, p. 61–65, IEEE Catalog Number: 95CH 35852; Library of Congress: 85-653749 USA.
4. Кипин Дж. Р. Физические основы кинетики ядерных реакторов. – М.: Атомиздат, 1965.
5. Alan R. Ketring, Fred K. Ross, Vickie Spate. Unique Education Opportunities at the Missouri University Research Reactor. – Trans. Amer. Nucl. Soc. 1997, vol. 77, № 1, p. 126.

МОДЕЛЬ ГЕНЕРАТОРА ДЛЯ ПРЯМОГО ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ЭНЕРГИИ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ В ЭЛЕКТРИЧЕСТВО

О. В. Марухин, А. А. Пикулев
(РФЯЦ-ВНИИЭФ)

ВВЕДЕНИЕ

При делении тяжелых ядер более 80% полной высвободившейся энергии переходит в кинетическую энергию двух положительно заряженных осколков. Эти осколки, двигаясь в противоположных направлениях, несут на себе очень большой положительный заряд. В работе [1] предлагается некая модель генератора для прямого преобразования энергии осколков деления в электричество (рис. 1). Согласно этой модели электрическая ячейка представляется в виде триода — двух concentрических цилиндров с расположенной между ними сеткой. Внутренний цилиндр — катод покрыт тонким слоем ядерного топлива, с внешнего цилиндра — анода осуществляется съем электричества, потенциал сетки поддерживается отрицательным 20–30 кВ. В промежутке между анодом и катодом создается глубокий вакуум, который служит изолятором. Ячейка помещается во внешнее нейтронное поле, и под действием нейтронов в слое топлива на катоде происходит деление. Часть высвободившихся осколков долетает до анода и передает ему свой заряд, вследствие чего анод заряжается положительно. Сетка служит для отсечения электронов, которые покидают катод вместе с осколками. Авторы работы [1] утверждают, что при использовании этой триодной концепции электрической ячейки потенциал анода может достигать нескольких миллионов вольт.

В то же время вопрос об эффективности работы такой установки остается открытым. Очевидно, что сам процесс преобразования энергии осколков деления в электричество сопровождается значительной потерей энергии. Такая потеря энергии обусловлена по крайней мере четырьмя факторами.

1. Разлет осколков изотропен, из-за чего осколки, вылетевшие вглубь слоя, оказываются полностью утраченными для работы генератора (т. е. по крайней мере половина от всей энергии осколков деления уходит в тепло).

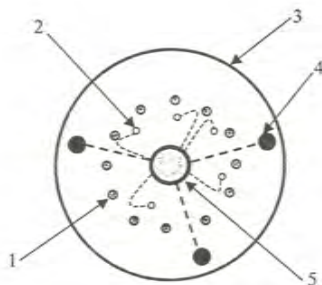


Рис. 1. Схема цилиндрической триодной ячейки: 1 — сетка; 2 — свободные электроны; 3 — анод; 4 — осколки деления; 5 — катод со слоем делящегося материала

2. При прохождении через среду осколки деления теряют как кинетическую энергию, так и заряд, в результате спектр осколков, вылетевших с большей глубины, оказывается более мягким. Отсюда также следует бессмысленность использования слоев толще, чем длина пробега осколка, что накладывает ограничение на общее энерговыделение установки с определенной рабочей площадью слоев.

3. После вылета из слоя осколкам деления необходимо преодолеть потенциальный барьер между катодом и анодом, в результате осколки с недостаточной для преодоления барьера кинетической энергией не долетают до анода. Особенно это касается осколков, вылетевших под "неудачным" углом к поверхности слоя: так, если анод и катод представляют собой плоскопараллельные пластины, осколки, вылетевшие под малым углом к поверхности катода, имеют значительно меньше шансов достичь анода, чем осколки такой же энергии, но вылетевшие нормально к поверхности пластин.

4. Энергия и заряд осколков деления подчиняются некоторому закону распределения, что делает невозможным существование эффективного потенциала, при котором генератор работает с максимальной утилизацией всех групп осколков деления. Хотя для каждой конструкции генератора существует напряжение, при котором генератор работает при максимальном КПД, для каждой из групп осколков в отдельности такое напряжение отнюдь не является оптимальным.

ОСНОВНЫЕ ПРЕДПОЛОЖЕНИЯ

Основные предположения, которые будем считать выполненными, следующие:

- разлет осколков изотропен;
- траектория полета тормозящихся осколков в слое прямолинейна;
- время пролета осколков от катода к аноду мало по сравнению с другими характерными временами;
- поток нейтронов однороден;
- осколки нерелятивистские;
- осколки, движущиеся в пространстве между катодом и анодом (вакуум) и тормозящиеся под действием электрического поля, не излучают;
- длина пробега осколков много меньше радиуса кривизны поверхности катода;
- осколки не взаимодействуют между собой;
- начальный заряд и энергия осколков распределены в соответствии с некоторым известным законом;
- сетка отклоняет все электроны, вылетевшие с поверхности слоя вслед за осколками деления обратно на катод.

Поскольку вероятность деления ядра на три части, где третьей частицей является α -частица с большой энергией, составляет приблизительно 1/300, а вероятность деления на три осколка сравнимой массы составляет около 1/800, можно считать, что в результате деления всегда образуются два осколка. Поэтому функцию распределения имеет смысл нормировать на 200% [2]

$$\int_0^\infty \int_0^\infty f(E_0, Z_0) dE_0 dZ_0 = 2, \quad (1)$$

где Z_0, E_0 — начальные заряд (в единицах элементарного заряда) и энергия осколков деления; $f(Z_0, E_0)$ — функция распределения независимого выхода осколков. Из уравнения (1) следует, что общее число осколков независимого выхода в два раза больше числа делений. Во многих расчетах распределение осколков по энергии и зарядам заменяется двумя группами осколков с усредненными параметрами: средним легким и средним тяжелым осколками. Например, для ^{235}U начальная энергия и заряд среднего тяжелого осколка равны: $E_1 = 68,4$ МэВ, $Z_1 = 56$, а среднего легкого —

$E_2 = 99,8$ МэВ, $Z_2 = 40$. Основные расчеты будут проводиться в двухгрупповом приближении.

ВОЛЬТ-АМПЕРНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА ГЕНЕРАТОРА

Рассмотрим следующую модель генератора: анодом и катодом являются две бесконечные параллельные плоскости, между которыми расположена сетка (рис. 2). На катод нанесено покрытие из делящегося материала. Считаем, что толщина покрытия равна длине пробега осколка в покрытии L . Такое покрытие будем называть "толстым". Для "тонкого" покрытия $\delta < L$. Расстояние между плоскостями обозначим h . Между плоскостями поддерживается постоянная разность потенциалов U . Влиянием сетки на движение осколков деления будем пренебрегать.



Рис. 2. Схема электрической ячейки

Ион с зарядом Z и кинетической энергией E , вылетевший под углом φ с нормалью к поверхности катода, достигнет анода, если

$$(\cos \varphi)^2 \geq \frac{ZU}{E}. \quad (2)$$

Введем безразмерные переменные

$$\tilde{i} = \frac{i}{L}, \quad \bar{U} = \frac{Z_0 U}{E_0}, \quad \bar{Z} = \frac{Z}{Z_0}, \quad \bar{E} = \frac{E}{E_0}. \quad (3)$$

Плотность тока в плоскопараллельном генераторе для пластин бесконечной протяженности, создаваемую данной группой осколков, определяем по формуле

$$\tilde{i} = \frac{1}{4} \int_0^{\pi} d(\cos \varphi)^2 \int_0^{\bar{U}} \bar{Z}(\tilde{i}) d\tilde{i}, \quad (4)$$

где

$$\tilde{i} = \frac{i}{i_{\max}}, \quad \varphi(\tilde{i}) = \arccos \sqrt{\frac{\bar{Z}\bar{U}}{\bar{E}}}, \quad \left. \frac{\bar{Z}\bar{U}}{\bar{E}} \right|_{\tilde{i}} = 1, \quad i_{\max} = q_e n Z_0 L. \quad (5)$$

Здесь q_e — элементарный заряд; n — количество делений в единице объема в единицу времени; $i_{\max}$ — полная плотность тока в слое, создаваемая осколками данной группы. Угол $\varphi(\bar{I})$ является предельным углом вылета, при котором осколок, прошедший расстояние $\bar{l}$ в покрытии, достигнет анода. Безразмерная длина $\bar{l}_U$ равна максимальному расстоянию, которое при данном внешнем напряжении осколок может пройти в слое и попасть на анод. С учетом (5) выражение (4) принимает вид

$$\bar{i} = \frac{1}{4} \int_0^{\bar{l}_U} \left(\bar{Z} - \frac{\bar{Z}^2 \bar{U}}{E} \right) d\bar{l}. \quad (6)$$

Для вычисления интеграла (6) воспользуемся квадратичным законом торможения осколков деления в среде $\bar{E} = (1 - \bar{I})^2$ и гипотезой Бора о линейной зависимости эффективного заряда осколка от скорости $Z(I) \propto \sqrt{E(I)}$ [3]

$$\bar{i} = \frac{(1 - \bar{U})^2}{8}, \quad \bar{l}_U = 1 - \bar{U}. \quad (7)$$

Назовем КПД преобразования кинетической энергии данной группы осколков в электрическую энергию отношение мощности генератора к полной мощности делений в слое (для данной группы осколков). В безразмерных величинах КПД определяется выражением

$$\eta = \bar{i} \bar{U}. \quad (8)$$

Для генератора плоскопараллельной конструкции максимальная мощность достигается при $\bar{U} = 1/3$, причем КПД преобразования в этом случае равен $\eta = 1/54$, т. е. около 2% кинетической энергии осколков деления данной группы можно преобразовать в электрическую энергию. Приведем также формулу для вольт-амперной характеристики (ВАХ) плоскопараллельного генератора с тонким слоем делящегося материала $\delta < L$

$$\bar{i} = \begin{cases} \frac{1}{4} \left(2\bar{\delta} - \bar{\delta}^2 \left(\frac{1}{\bar{\delta}} + \frac{1}{2} + \ln \frac{\bar{l}_U}{\bar{\delta}} \right) - \bar{l}_U \bar{U} \right) & \bar{U} < 1 - \bar{\delta}, \\ \frac{(1 - \bar{U})^2}{8} & \bar{U} \geq 1 - \bar{\delta}; \end{cases} \quad (9)$$

Из формулы (9) следует, что при напряжениях выше критического ВАХ для толстого и тонкого слоев совпадают. Для бесконечно тонкого слоя $\delta \ll L$ ВАХ имеет вид

$$\bar{i}_{\delta \ll L} = \frac{\bar{\delta}(1 - \sqrt{\bar{U}})}{2}. \quad (10)$$

КПД плоскопараллельного генератора для бесконечно тонкого слоя составляет $4/27$, т. е. около 15%.

Отметим, что наиболее эффективной геометрией генератора является сферическая, когда анод и катод являются концентрическими сферами, причем $r \ll R$ (r — радиус катода, R — радиус анода). В этом случае ВАХ толстого слоя

$$\bar{i} = \frac{1 - \bar{U}^2}{8}, \quad (11)$$

а ВАХ бесконечно тонкого слоя не зависит от напряжения ($\bar{U} < 1$) и определяется по формуле $\bar{i}_{\delta \ll L} = \bar{\delta}/2$. В первом случае КПД составляет около 5%, а во втором — 50%, что является абсолютным максимумом. Вольт-амперные характеристики плоскопараллельного и сферического генератора для толстого слоя, а также ВАХ плоскопараллельного генератора для тонкого слоя для $\bar{\delta} = 0,2$ и $\bar{\delta} = 0,1$ представлены на рис. 3. Из рисунка следует, что при увеличении относительной толщины слоя ВАХ тонкого слоя быстро приближается к ВАХ толстого слоя и при $\bar{\delta} = 0,5$ вольт-амперные характеристики практически совпадают. Поэтому для слоев толщиной $\bar{\delta} > 0,5$ можно пользоваться ВАХ толстого слоя.

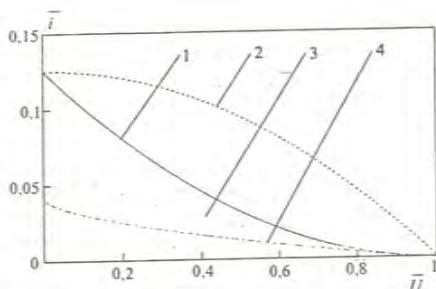


Рис. 3. Вольт-амперные характеристики: 1 — ВАХ плоскопараллельного генератора $\bar{\delta} = 1$; 2 — ВАХ сферического генератора $r \ll R$, $\bar{\delta} = 1$; 3 — ВАХ плоскопараллельного генератора $\bar{\delta} = 0,2$; 4 — ВАХ плоскопараллельного генератора $\bar{\delta} = 0,1$

Учесть распределение осколков по энергии и зарядам можно, проинтегрировав ВАХ по спектру осколков

$$i_x(U) = \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} i(E_0, Z_0, U) f(E_0, Z_0) dE_0 dZ_0. \quad (12)$$

Например, если заменить спектр распределения двумя группами осколков с усредненными параметрами — средним легким и средним тяжелым осколками, то выражение (11) с учетом (7) принимает вид

$$i_{\Sigma}(U) = \frac{q_e n}{8} \left(Z_{01} L_1 \left(1 - \frac{Z_{01} U}{E_{01}} \right)^2 + Z_{02} L_2 \left(1 - \frac{Z_{02} U}{E_{02}} \right)^2 \right). \quad (13)$$

ВАХ (12) приведена на рис. 4. Величина тока найдена для потока нейтронов $\varphi_{cp} = 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, площади пластин $S = 150 \text{ см}^2$ и толщины напыления слоя ^{235}U $\delta = 3 \text{ мкг/см}^2$. Видно, что при напряжениях ниже 0,5 МВ основной вклад в общий ток дают тяжелые осколки, а при больших напряжениях – легкие. На рис. 5 приведены диаграммы напряжение – выходная мощность для суммарной плотности тока и для каждой группы осколков в отдельности (при тех же условиях, что и выше). Видно, что максимум мощности достигается приблизительно при 0,5 МВ. Это напряжение является наиболее эффективным для работы генератора.

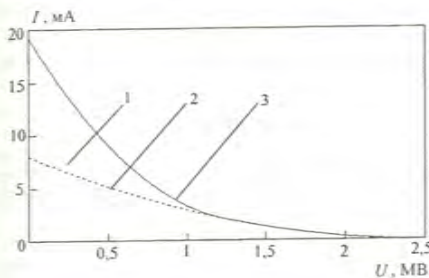


Рис. 4. Вольт-амперная характеристика ($\varphi_{cp} = 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, $S = 150 \text{ см}^2$): 1 – ток медленных осколков; 2 – ток быстрых осколков; 3 – суммарный ток

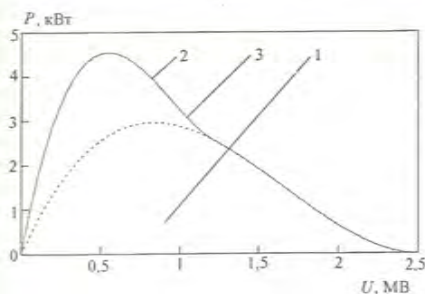


Рис. 5. Выходная мощность ($\varphi_{cp} = 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, $S = 150 \text{ см}^2$): 1 – вклад медленных осколков; 2 – вклад быстрых осколков; 3 – суммарная выходная мощность

Необходимо отметить, что найденные выше значения КПД и построенные ВАХ плоскоструйного генератора справедливы при условии, что характерный линейный размер пластин значительно превышает рас-

стояние между катодом и анодом: $h \ll d$, $h \ll b$, где d и b – ширина и длина пластин. Ограниченный размер пластин приводит к уменьшению общего числа осколков, достигающих анода, и в результате к снижению плотности тока и падению КПД. Так, при $d/h = 3$, $h \ll b$ и $\bar{U} = 0$ общий ток снижается приблизительно на 40% по сравнению со случаем бесконечной геометрии. С повышением напряжения ток и КПД приближаются к значениям для бесконечных размеров пластин.

ЗАРЯДКА ГЕНЕРАТОРА

Важным является вопрос о зарядке генератора, в частности вопрос определения количества делений, необходимых для зарядки генератора до рабочего напряжения. Рассмотрим эту задачу проведем в приближении среднего осколка для плоскопараллельного генератора с толстым слоем $\delta = L$. Генератор считаем работающим при разомкнутой цепи. Напряжение между катодом и анодом в плоскопараллельном конденсаторе равно

$$U = \frac{\sigma}{\epsilon_0} d, \quad (14)$$

где σ – поверхностная плотность заряда; ϵ_0 – диэлектрическая постоянная. Считая начальный заряд пластин нулевым и воспользовавшись выражением (7), получаем

$$\frac{dU}{dt} = \frac{di_{\max}}{4\epsilon_0} \left(1 - \frac{Z_0 U}{E_0} \right)^2. \quad (15)$$

В (15) правая часть умножена на двойку, поскольку при каждом акте деления образуются два осколка. Уравнение (15) легко интегрируется:

$$U = \frac{q_e \epsilon_0^{-1} d Z_0 N(t)}{4 + q_e \epsilon_0^{-1} d Z_0^2 E_0^{-1} N(t)}, \quad (16)$$

где $N(t)$ – полное количество делений в слое на единицу площади за время t . При $N \rightarrow \infty$ напряжение

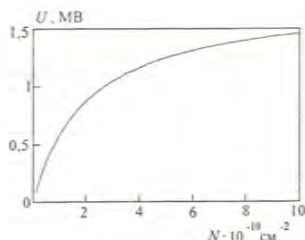


Рис. 6. Зарядка генератора, $d = 2 \text{ см}$

стремится к своему предельному значению $U \rightarrow E_0 Z_0^{-1}$.

Зависимость напряжения генератора от количества делений приведена на рис. 6. Из рисунка видно, что при количестве делений $2 \cdot 10^{10} \text{ мг}^{-1}$ и толщине слоя напыления $\delta = 3 \text{ мкг/см}^2$ напряжение может достигать 1 МВ.

СХЕМА ПРЕДПОЛАГАЕМОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперимент предполагается осуществить на импульсном водном реакторе ВИР-2М [4], где в нижнем зале реактора на дистанционно управляемой тележке будет установлена экспериментальная установка. Тележка доставляет установку в зону облучения под активной зоной реактора. Длительность реакторного импульса на половине высоты при энерговыделении в активной зоне 60 МДж составляет около 3 мс.

Экспериментальная установка представляет собой герметичную кювету, внутри которой расположены две плоские пластины, анод и катод, размером $25 \times 6 \text{ см}$, расстояние между пластинами 2 см. На внутреннюю сторону катода нанесен слой окиси-закаси ^{235}U толщиной около 3 мкг/см^2 . Между анодом и катодом на расстоянии 1 см от катода находится сетка. Для увеличения потока тепловых нейтронов кювета помещается внутри замедлителя из оргстекла. Усредненная по длине уранового слоя плотность потока тепловых нейтронов в максимуме импульса составляет $F_n = 2,7 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$.

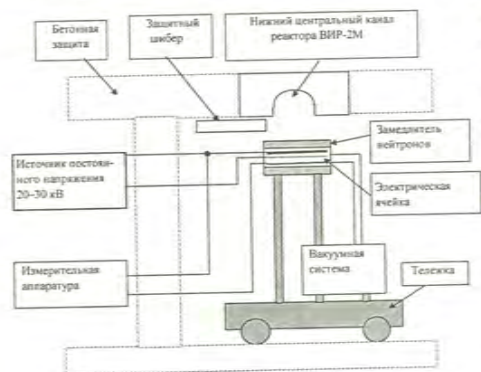


Рис. 7. Схема предполагаемого эксперимента

Схема эксперимента представлена на рис. 7. Перед началом эксперимента с помощью вакуумной системы внутри кюветы создается разрежение порядка 10^{-5} торр. Кювета располагается непосредственно под нижним полусферическим каналом реактора. На сетку с источника напряжения подается отрицательное относительно катода напряжение 20–30 кВ. Предполагается проведение экспериментов двух типов: исследование зарядки генератора; исследование вольт-амперной характеристики. В первом эксперименте измеряется разность потенциалов между анодом и катодом при разомкнутой цепи и исследуется зависимость напряжения от количества делений в слое. Авторы считают, что за импульс накачки разность потенциалов может составить 1 МВ. Во втором эксперименте снимается зависимость тока от напряжения при различных значениях нагрузки. Предполагается, что максимум выходной мощности достигается при напряжении около 0,5 МВ и составляет 4 кВт. Максимальный КПД преобразования ожидается в районе 1,5–1,7%.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Polansky G.F., Sanders T.L., Duong H. A. Review of Previous Research in Direct Energy Conversion Fission Reactors. HISAP-99, 1999.
2. Казанян В.Т., Литвиенко Б.А., Рогинев Л.П., Савушкин В.А. Физические основы использования кинетической энергии осколков деления в радиационной химии. — Минск: Наука и техника, 1972.
3. Бор Н. Прохождение атомных частиц через вещество. М.: Изд-во иностр. лит., 1950.
4. Харитон Ю.Б., Воинов А.М., Колесов В.Ф. и др. Аperiodические исследовательские импульсные реакторы. — Вопросы современной экспериментальной и теоретической физики. — Л.: Наука, 1984, с. 103–119.

ИМПУЛЬСНЫЙ РЕАКТОР ГИР-2 И ЕГО ВОЗМОЖНЫЕ ПРИМЕНЕНИЯ

Л. П. Бабич, М. А. Воинов, С. В. Воронцов, О. А. Голубева, В. В. Горбунов, Л. Е. Довбыш, А. М. Дюдаев, В. Ф. Колесов, М. И. Кувшинов, А. Н. Сизов, И. Г. Смирнов, А. В. Синецын (РФЯЦ-ВНИИЭФ)

КОНСТРУКЦИЯ И ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ГИР-2

РФЯЦ-ВНИИЭФ обладает уникальным парком разнообразных исследовательских импульсных ядерных реакторов (ИЯР), созданных для проведения испытаний радиационной стойкости различных приборов и устройств [1]. Определенный класс исследований проводится на облучательном комплексе ЛИУ-10 – ГИР [2], состоящем из мощного импульсного ускорителя электронов и импульсного ядерного реактора.

Импульсный реактор на быстрых нейтронах ГИР-2 [1] создавался специально для работы в составе комплекса ЛИУ-10 – ГИР [2] и заменил первый реактор ГИР. Реактор имеет активную зону из сплава металлического урана с молибденом (массовая доля молибдена 9%). Сферическая активная зона (см. рис. 1 на с. 75) диаметром 300 мм окружена отражателем нейтронов в виде колпака с толщиной стенок 60 мм. Материалом отражателя является гомогенная смесь полипропилена с оксидом кадмия, что обеспечивает повышение выхода гамма-излучения от установки и снижает возмущения от внешних устройств. Для полного использования возможностей реактора как источника нейтронного излучения в отражателе имеется боковое отверстие диаметром 300 мм.

Активная зона составлена из трех топливных блоков. Топливные блоки содержат полусферические урановые детали, заключенные в герметичный чехол из нержавеющей стали с толщиной стенок 2 мм. Верхняя половина активной зоны представляет собой неподвижный топливный блок, укрепленный на стальной диафрагме. Наружная урановая полусфера верхнего блока имеет обогащение 36% по ^{235}U , внутренняя – 90%.

Управление мощностью ГИР-2 осуществляется с помощью двух нижних блоков, перемещаемых относительно друг друга и верхней части. Внутренняя часть нижней половины активной зоны является блоком гру-

бой регулировки реактивности (высота подъема 100 мм, эффективность 18 $\beta_{\text{эф}}$, эффективная доля запаздывающих нейтронов $\beta_{\text{эф}} = 0,0067$). Она содержит топливные детали с обогащением 90% по ^{235}U . Блоком точной регулировки (высота подъема 60 мм, эффективность 5 $\beta_{\text{эф}}$) служит наружная часть нижней половины активной зоны, содержащая урановую полусферу с обогащением 36%. Применение наружных урановых деталей с меньшим обогащением позволяет избежать перегрева участков активной зоны, граничащих с отражателем. Реактивность устройства при крайнем верхнем положении блоков регулирования составляет $\approx 0,25 \beta_{\text{эф}}$. Быстрое глушение реактора осуществляется за счет обесточивания электромагнитов, удерживающих блоки управления, и их падения в нижнее положение. Генерирование импульса делений осуществляется при быстром пролете импульсного блока (алюминиевого цилиндра) в центральном осевом канале активной зоны. Диаметр цилиндра 65 мм, длина 400 мм, скорость пролета 15 м/с, эффективность 1 $\beta_{\text{эф}}$. Полная масса топливного материала в активной зоне ГИР-2 составляет 178 кг.

Активная зона установлена на стенде реактора (см. рис. 2 на с. 76). На нем же расположены механизмы управления и детекторы контроля и измерения уровня мощности реактора. Стенд реактора может перемещаться по рельсовой колее внутри защитного сооружения, в котором располагается установка. После генерирования импульса в нерабочем состоянии активная зона ГИР-2 закрывается колпаком из свинца и стали, снижающим мощность остаточного излучения активной зоны до уровня фона в реакторном зале.

Система управления реактором обеспечивает определенную безопасную последовательность действий по дистанционному перемещению реакторного стенда и блоков регулирования реактора. Автоматически блокируются опасные на конкретном этапе работы установки действия персонала. Максимальная статическая мощность ограничена величиной 50 Вт, достаточной

для надежного определения реактивности ГИР-2 перед генерированием импульса.

Измерительная система включает дублированные каналы измерения статической мощности, скорости изменения мощности, формы импульса делений и температуры активной зоны. На основании измерений определяется реактивность стартового состояния перед вводом импульсного блока и параметры импульса делений. Для определения реактивности используются табличные значения зависимости реактивности от периода нарастания мощности и показания измерителя реактивности. Указанный прибор обеспечивает вычисление реактивности в результате решения уравнений кинетики реактора в реальном масштабе времени на основании данных об изменении нейтронного потока.

Последовательность действий по генерированию импульса делений включает:

- вывод реактора в стартовое надкритическое состояние с учетом запаздывающих нейтронов деления ($0-0,24 \beta_{\text{эф}}$);
- достижение в этом состоянии уровня мощности не ниже 4 Вт с целью получения достаточно высокой плотности нейтронов в активной зоне;
- подъем импульсного блока и перевод реактора в надкритическое состояние на мгновенных нейтронах деления.

Эти действия приводят к быстрому нарастанию мощности реактора до уровня $\sim 10^{10}$ Вт. Гашение реакции делений происходит за счет уменьшения плотности материала активной зоны в результате ядерного энерговыделения. Пролет импульсного блока через активную зону и падение блоков регулирования, обеспечиваемое сигналом системы управления, предотвращает увеличение мощности реактора после импульса делений за счет запаздывающих нейтронов деления.

При отсутствии возмущений переход $0,24 \beta_{\text{эф}}$ выше критического состояния на мгновенных нейтронах обеспечивает генерирование импульса делений в 7 МДж ($2,7 \cdot 10^{17}$ делений). Ширина импульса на половине высоты при этом равна 300 мкс, а увеличение температуры топлива составляет $\sim 400^\circ\text{C}$. Доза гамма-излучения за время импульса на внешней поверхности отражателя составляет 600 Гр, а флюенс быстрых нейтронов в отверстии отражателя 10^{14} нейтр./см².

Линейная зависимость энерговыделения в импульсе от величины надкритичности, эффективное тепловое гашение реакции делений, снижение уровня возмущений реактивности за счет наличия экранирующего отражателя и отсутствия внутренних полостей для облучения в активной зоне — все это значительно повышает безопасность реактора и делает его удобным для проведения работ.

ЯДЕРНЫЙ ГЕНЕРАТОР ГАЗОПЛАЗМЕННОГО ПОТОКА

Одним из направлений исследований на реакторе является изучение свойств плазмы, возникающей в газовых средах при торможении в ней осколков деления ядер плечных слоев делящихся материалов. Исследования проводятся в связи с разработкой ядерно-оптических преобразователей и генераторов [3, 4], а также источников энергии, основанных на использовании плазмохимических процессов [5].

При импульсном облучении интенсивным нейтронным потоком содержащего газ сосуда, на стенках которого нанесены слои делящегося материала (^{235}U), происходит инжекция продуктов деления с поверхности слоя в объем газа. Результатом взаимодействия продуктов деления с атомами газа во всем объеме является повышение в несколько раз давления газа (по отношению к первоначальному) и увеличение температуры до $(4,1-9,2) \cdot 10^3$ К [3], что значительно превышает температуру стенок камеры. Одновременно происходит возбуждение и ионизация атомов газа. Температура газа намного превышает температуру стенок камеры. Таким образом, реализуются условия, недоступные для традиционного в ядерной энергетике поверхностного теплообмена [6]. Высокая температура и давление газа выгодны для преобразования вложенной в газ энергии в кинетическую энергию газового потока и использования его в термодинамических рабочих циклах различного рода двигателей и преобразователей энергии [7].

Помимо высокой кинетической энергии этот газоплазменный поток обладает еще и заметной электропроводностью, возникающей за счет разогрева и ионизации атомов газа продуктами деления. Электропроводность может быть существенно увеличена добавлением к газу малого количества (от 0,1 до 1,1%) легкоионизирующегося вещества (обычно паров щелочных металлов). За счет нагрева и процессов ионизации осколками деления обеспечивается высокая проводимость плазмы (1-100 См/м). При таких условиях становится возможным создание устройства прямого преобразования энергии деления ядер в электрическую энергию [5, 8].

Если камера с нагретым в импульсе газом остается замкнутой, то в течение нескольких миллисекунд за счет процессов излучения и теплообмена температура газа и стенок камеры выравнивается. Обеспечение выхода газа позволяет снизить потери энергии за счет теплообмена со стенками камеры, а заодно и осуществить преобразование потенциальной энергии газа в кинетическую энергию газового потока. В качестве преобразователя может быть использовано сопло. Из-

менение начальной скорости газа перед соплом возможно, если вместо камеры использовать проточный газовый канал.

Целью предлагаемой работы является создание и изучение ядерного генератора газоплазменного потока, который позволил бы эффективно использовать высокотемпературный эффект объемного нагрева газа осколками деления и изучение возможности построения на его основе преобразователя ядерной энергии в электрическую.

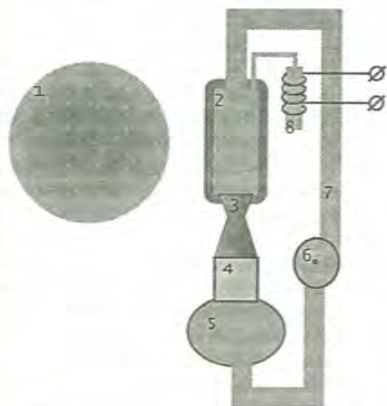


Рис. 1. Схема экспериментального устройства: 1 - ядерный реактор; 2 - камера нагрева с источником осколков деления; 3 - сопло; 4 - преобразователь; 5 - буферный объем; 6 - циркуляционный насос; 7 - газовый контур; 8 - испаритель-источник присадки

В ходе работ предполагается разработать экспериментальное устройство (рис. 1), включающее камеру нагрева с источником осколков деления, сопло, преобразователь, буферный объем, циркуляционный насос, газовый контур, испаритель-источник присадки. Все устройство размещается около ядерного реактора и подвергается интенсивному импульсному нейтронному облучению. Камера или канал соединяется с сопловым устройством, преобразующим потенциальную энергию облучаемой среды в кинетическую энергию газоплазменного потока. На внутренних стенках камеры установлен источник осколков деления, изготовленный в виде тонкого слоя делящегося вещества на металлической подложке. В тонкопленочном источнике более эффективно используется делящийся материал. Технология нанесения урановых слоев с высокой стойкостью к распылению разработана для энергивающих элементов ядерно-оптического преобразователя в рамках проекта МНТЦ № 511.

ОПТИЧЕСКИЙ ТОМОГРАФ ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ ГАЗООБРАЗОВАНИЯ В РАСТВОРАХ ДЕЛЯЩИХСЯ МАТЕРИАЛОВ

Интересным представляется и исследование возможности создания оптического томографа для изучения газообразования в растворах делящихся материалов, в которых протекает реакция деления ядер.

Реконструктивная вычислительная томография в настоящее время является одним из наиболее мощных методов вычислительной диагностики объектов в широком диапазоне масштабов и излучений. Принципы вычислительной томографии находят широкое применение во многих областях науки и техники (медицина, геофизика, физика плазмы и т. д.) [9], демонстрируя при этом уникальные результаты. Основные моменты, характеризующие эти принципы, заключаются в следующем: определению подлежит плотность пространственного распределения некоторой физической характеристики, несущей информацию о внутреннем строении объекта. Для этого исследуемый объект зондируется тем или иным излучением. Может фиксироваться и собственное излучение объекта. Регистрируются результаты взаимодействия внешнего или собственного излучения с веществом объекта. Результат подвергается последующей вычислительной обработке.

Особенностью томографического метода является множественность измерений, проводимых при различных взаимных ориентациях измерительной системы и объекта. В результате информация, относящаяся к отдельному элементу исследуемого объема, фиксируется многократно.

Большинство современных томографических исследований основано на предположении, что любое объемное образование можно представить состоящим из ряда параллельных сечений. Задача восстановления распределения линейного коэффициента поглощения зондирующего излучения $\mu(x, y, z)$, характеризующего внутреннюю структуру объекта, решается путем восстановления значений $\mu_i(x, y)$ в отдельных сечениях.

Математическая обработка полученных данных заключается в решении двумерных операторных уравнений, результаты решения которых визуализируются.

Для практического решения задачи разработано большое количество алгоритмов реконструкции, допускающих эффективную программную реализацию [10].

Особенностью протекания деления ядер в растворах является интенсивный радиолиз жидкости осколками деления. Основными продуктами радиолиза водных растворов солей делящихся нуклидов являются молекулярные водород, кислород, перекись водорода и др. На треках осколков деления в жидкостях образуются паровые пузырьки размером $R_1 \sim 10^{-4}$ см [11, 12].

Процесс образования паровых пузырьков имеет характер теплового взрыва. Остывая и сжимаясь за время $\tau_1 \sim 10^{-8}$ с, они трансформируются в газоподобные продукты радиолиза жидкости осколками деления. Газовые пузырьки имеют размер $R_2 \sim 10^{-5}$ см, а их минимальное время жизни $\tau_2 \sim 10^{-4}$ с [11].

Появление пузырьков в растворе приводит к увеличению его объема при практически неизменном количестве самой жидкости и растворенного в ней делящегося материала. Это может ощутимо повлиять на реактивность системы и соответственно на динамику протекания реакции делений.

Эти явления играют важную роль не только в производственных циклах предприятий радиохимической промышленности, но и в переходных процессах, протекающих в гомогенных растворных импульсных реакторах типа KEWB, SILENE, ВИР и др. (см., например, [13, 14]) и стационарных тепловых реакторах типа KING [15]. Возможность достоверного прогнозирования поведения растворных систем, содержащих делящиеся материалы, в значительной степени зависит от надежности информации о процессах формирования и динамики роста пузырьков.

Размер как паровых, так и газовых пузырьков сравним с длиной световых волн λ . Поэтому свет дифрагирует на пузырьках, при этом часть его рассеивается. Коэффициент рассеяния (определяемый как суммарный поток световой энергии, рассеянной пузырьком, отнесенный к интенсивности падающего потока энергии) зависит от радиуса пузырька, длины световой волны и относительного показателя преломления пузырька и окружающей его жидкости. При пропускании светового пучка заданной длины волны через конечный объем, содержащий рассматриваемые пузырьки жидкости, происходит ослабление интенсивности этого пучка. Степень ослабления интенсивности зависит от длины пути, проходимого в жидкости световым пучком, удельной плотности пузырьков и коэффициентов рассеяния на используемых длинах световых волн. Поскольку коэффициенты рассеяния для пузырьков одинаковых размеров зависят от выбранных длин световых волн примерно как λ^{-4} , сопоставление ослабления на различных длинах волн интенсивности пропускаемого через раствор света позволит наиболее точно определить размеры пузырьков на момент регистрации. Исследование же временного изменения указанного ослабления света параллельно с регистрацией интенсивности делений ядер урана в растворе открывает возможность для определения динамики роста или гибели пузырьков и зависимости концентрации растворенного в жидкости радиолитического газа от времени.

Наиболее адекватной моделью взаимодействия оптического излучения с веществом объекта является дифракционная модель, описывающая отклик неоднородной среды на поле падающей волны. Постановка обратной задачи в этом случае сложна и в настоящее время мало изучена в силу нелинейности, возникающей из-за зависимости траектории лучей от распределения, подлежащего определению. При практическом решении подобной задачи ограничиваются моделью слабо неоднородной среды. И хотя такое приближение является достаточно грубым, в ряде практических случаев оно позволяет получить значимую информацию о структуре исследуемой среды [9].

Основной особенностью исследования быстротекущих процессов является невозможность последовательного зондирования объекта различными направлениями, используя один канал источник-детектор. Это приводит к необходимости разработки оптической схемы, позволяющей одновременно зондировать объект световым излучением с различных направлений [16]. Проблема может быть решена двумя путями. Во-первых, можно поставить в каждом канале независимые источники. При этом возникает необходимость в построении нескольких оптических каналов с одинаковыми передаточными характеристиками, формирующих световые потоки с равной интенсивностью. Во-вторых можно использовать один источник и соответственно одну оптическую систему, формирующую световой поток, а многоканальность обеспечивать светоделительными элементами [17]. Указанный способ предлагается использовать для изучения поведения газоделения в растворных критических системах. Оптическая схема томографа представлена на рис. 2.

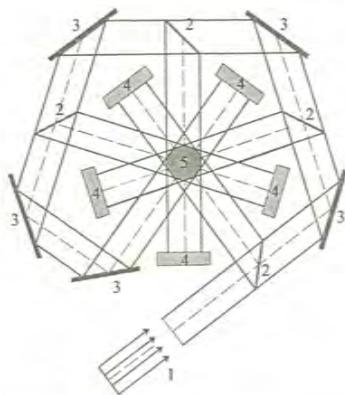


Рис. 2. Оптическая схема томографа: 1 — зондирующий пучок; 2 — светоделители; 3 — зеркала; 4 — детекторы; 5 — исследуемый образец

Для проведения исследований с целью разработки прототипа оптического томографа для контроля газообразования намечается использовать содержащую урановый раствор капсулу с прозрачными радиационно-стойкими окнами, через которые пропускаются световые пучки, и многоканальную оптическую систему, содержащую мощный источник света заданной длины волны, светоделительную систему и ряд фотоприемников. При проведении работ капсула облучается на импульсном реакторе. Поскольку образование и динамика пузырьков, рождающихся на треках осколков деления, зависят от температуры и давления раствора, его состава и концентрации делящихся материалов, указанные параметры будут варьироваться в ходе экспериментов. Пространственная неоднородность плотности газообразования в капсуле обеспечивается за счет пространственной неоднородности падающего нейтронного потока.

В каждом канале регистрируется зависимость интенсивности прошедшего излучения от времени в процессе облучения ампулы с раствором. По полученным зависимостям проводится математическая реконструкция распределения газообразования в исследуемом сечении.

По результатам экспериментальных исследований намечается разработать физическую модель процессов образования и развития ансамблей пузырьков в реакторных системах, содержащих делящиеся нуклиды, с последующим созданием численной программы, адекватно восстанавливающей по измеряемым характеристикам состояние реакторной системы (газонасыщенность, интенсивность делений, реактивность, скорость нарастания реактивности и т. п.), а также прототип томографа, который можно применить для исследования жидкостных критических систем. В качестве основных составляющих элементов такой томограф должен содержать радиационно-стойкий источник света, оптическую систему и детекторы излучения в определенном, наиболее чувствительном диапазоне оптического излучения, систему передачи и сбора информации с детекторов, компьютер, снабженный программой реконструкции изображения на основании подобранной модели взаимодействия излучения с насыщенным газом раствором.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Khariton Yu.B., Voinov A.M., Kolesov V.F. et al. Overview of VNIIEF Pulsed Reactors. – Proceedings of the Topical Meeting on Physics, Safety, and Applications of Pulse Reactors, Washington, D.C., November 13–17, 1994, ANS, p. 22–24.

2. Bosamykin V.S., Voinov M.A., Gordeev V.S. et al. Feasibility Study of Intense Pulsed Neutron Source Based on a Powerful Electron Accelerator and a Pulsed Nuclear Reactor. – 16th IEEE/NPSS Symposium on Fusion Engineering, IEEE, Champaign, IL(1995), Volume 2, p. 61–65, IEEE Catalog Number:95CH 35852; Library of Congress: 85-653749 USA.

3. Воинов А.М., Довбыш Л.Е., Кривоносов В.Н. и др. Лазеры с накачкой оптическим излучением конвертора на основе радиoluminesцентного и плазменного источника света. – Труды отраслевой конференции "Физика ядерно-возбуждаемой плазмы и проблемы лазеров с ядерной накачкой", 26–29 мая 1992 года, г. Обнинск, ГНЦ РФ ФЭИ, т. 3, с. 224.

4. Пикаев А.К. Современная радиационная химия. Радиолит жидкостей и газов. Т. 2. – М.: Наука. 1987.

5. Магнитогидродинамический метод получения электроэнергии/ Под ред. В.А. Кириллина и А.Е. Шейндлина. – М.: Энергия, 1968.

6. National Research Council, Energy Engineering Board, Committee on Advanced Space Based High Power Technologies, Advanced Power Sources for Space Missions, (Washington, National Academy Press, 1989), pages 33–34.

7. Вукалович М.П., Новиков И.И. Термодинамика. – М.: Машиностроение, 1972.

8. Кролл Н., Трайвеллис А. Основы физики плазмы. – М.: Мир, 1975.

9. Хермен Г. Восстановление изображений по проекциям: Основы реконструктивной томографии. – М.: Мир, 1983.

10. Гончарский А.В., Кочиков И.В., Матвиенко А.Н. Реконструктивная обработка и анализ изображений в задачах вычислительной диагностики. – М.: Изд-во Московского университета, 1993.

11. Сизов А.Н. Распространение света через жидкость, возбуждаемую осколками деления. – Труды II Межд. конф. "Физика ядерно-возбуждаемой плазмы и проблемы лазеров с ядерной накачкой". Арзамас-16: ВНИИЭФ, т. 1, с. 397, 1995.

12. Серегина Е.А., Серегин А.А., Калинин В.В. и др. Прохождение оптического излучения через жидкость, возбуждаемую осколками деления. – Химия высоких энергий, 1999, т. 33, № 2, с. 127.

13. Воинов А.М., Колесов В.Ф., Матвеев А.С. и др. Водный импульсный реактор ВИР-2М и его предшественники. – ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, вып. 3, 1990, с. 3–15.

14. Barbry F., Rozain J.P. Radiolysis gas formation and pressure increase during a criticality excursion. – *Trans. Amer. Nucl. Soc.*, 1989, vol. 59, p. 181.

15 Paxton H.C. A History of Critical Experiments at Pajarito Site. LA-9685-H, 1983.

16. Левин Г.Г., Вишняков Г.Н. Оптическая томография. – М.: Радио и связь, 1989.

17. Emmerman P.J., Goulard R., Santoro R.J., Semerlian H.G. Multiangular absorption diagnostics of a turbulent argon-methane jet. – *J. Energy*, 1980, vol. 4, № 2, p. 70–77.

ЛАГУНА ВЫСОКИХ ТЕХНОЛОГИЙ

А. М. Воинов, С. В. Воронцов, Л. Е. Довбыш, Р. И. Илькаев,
В. Е. Маршалкин, В. Т. Пунин, А. В. Руднев
(РФЯЦ-ВНИИЭФ)

ОРГАНИКА КАК ОСНОВНОЙ ЭНЕРГОРЕСУРС

Полезные ископаемые и плодородные почвы появились на планете в ходе естественного процесса переработки растений за счет медленных физико-химических процессов за геологические времена.

Стремительное развитие цивилизации во второй половине XX века привело к быстрому истощению природных ресурсов и созданию потенциальной угрозы энергетического и продовольственного дефицита уже на пороге XXI века.

Разведанные запасы нефти в недрах планеты оцениваются в $(2-3) \cdot 10^{11}$ т и при современном уровне ее потребления $\sim 3 \cdot 10^9$ т в год [1] будут израсходованы менее чем за 100 лет.

Еще острее стоит вопрос с деградацией обрабатываемых почв. Общие потери пахотных земель за последние 50 лет на планете составили ~ 300 млн. гектаров [2]. Этот негативный процесс потерь гумуса обусловлен эрозией, флуктуациями водного режима, химическим и бактериальным загрязнением экосистем. Только на территории бывшего СССР для компенсации потерь гумуса требуется $\sim 1,5 \cdot 10^9$ т органических удобрений в год [2], а в целом на планете потребность в них может составить, по-видимому, более 10^{10} т в год. Удовлетворить ее, используя только естественные ресурсы, уже нельзя. Первичная продукция растительного мира, генерируемая за счет солнечной энергии, составляет $\sim 1,5 \cdot 10^{11}$ т/год [3], но она рассеяна по всей поверхности планеты с низкой плотностью и ее сбор и переработка нерентабельны.

Для стабилизации ситуации следует найти новый, высокоурожайный источник растительного сырья с выходом продукции порядка 10^{10} т в год (по сухому веществу). Такое количество соответствует примерно годовому урожаю всей сельскохозяйственной растительной продукции на планете.

При наличии резерва биосырья его последующая переработка в топливо и удобрения может осуществляться разными способами, например, экологически чистым методом анаэробной ферментации (сбраживания).

МИКРОВОДОРОСЛИ

Особое место в растительном мире занимают простейшие одноклеточные организмы – микроводоросли, процесс размножения которых происходит делением клетки на две или более частей (у хлореллы на восемь), т. е. представляет собой цепной процесс, в известной степени аналогичный делению урана в ядерном реакторе. Хлорелла с ее уникальными свойствами давно исследуется специалистами в области космической биологии в качестве основного фотосинтезирующего звена жизнеобеспечения экипажей космических кораблей в продолжительных полетах [4].

При благоприятных условиях и характерном периоде удвоения начальной массы, равном одним суткам [5], в течение одного месяца начальная масса возрастает в

$$\frac{M}{M_0} = e^{30} \approx 10^{12} \text{ раз}$$

и при $M_0 = 10$ кг достигнет ≈ 10 млрд. тонн, что достаточно, например, для замены ежегодно добываемой нефти на искусственное топливо.

Оптимальные условия для реакции фотосинтеза создаются при освещенности с плотностью $\approx 5 \cdot 10^{-2}$ Вт/см² и температуре $\approx 25^\circ\text{C}$.

Оптимальные условия в естественной среде реализуются на мелководьях и болотах [6], однако продуктивность в летнее время по выходу сухого вещества обычно не превышает $10-15$ г/(м²-сут).

При непрерывном выращивании хлореллы в полупромышленных условиях при солнечном освещении в течение 10 ч/сут удалось достичь среднегодовой производительности 50 г/(м²-сут) с возможностью ее увеличения по расчету до 150 г/(м²-сут) [7,8].

ЛАГУНА ВЫСОКИХ ТЕХНОЛОГИЙ

Целью настоящей работы является расчетное и экспериментальное обоснование идеи искусственной лагуны с высокой производительностью биомассы, со-

ставляющей 1000 г/м^2 в сутки и более, за счет использования атомной энергии.

По нашему мнению, такой результат можно достичь созданием биоконплекса на основе системы специальных ядерных ламп, распределенных по объему бассейна, в котором также расположены светопрозрачные трубопроводы с биосуспезией. Схематическое изображение биоконплекса – ядерной лагуны представлено на рис. 1.

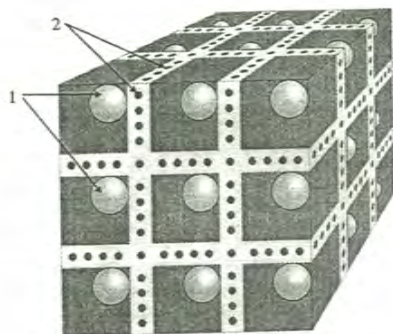


Рис. 1. Схематическое изображение биоконплекса на основе ЯЛ: 1 – решетка ЯЛ; 2 – трубопроводы с биосуспезией

В таком биоконплексе взамен солнечного света, воздействующего только на внешнюю поверхность обычного бассейна, планируется использовать радиолюминесцентное излучение и тепло от ядерных ламп (ЯЛ) на основе низкотемпературных растворных реакторов-размножителей на тепловых нейтронах с уран-ториевым топливом.

Схематическое изображение ЯЛ представлено на рис. 2.

Активная зона на водном растворе соли ^{235}U окружена зоной воспроизводства на водном растворе соли ^{232}Th , вокруг которой располагается оболочка

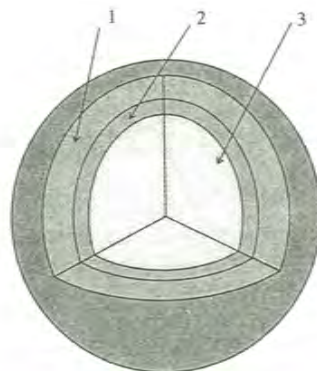


Рис. 2. Схематическое изображение реактора-конвертора: 1 – оболочка радиолюминесцентного конвертора; 2 – зона воспроизводства на растворе соли тория-232; 3 – активная зона на растворе соли урана-235

радиолюминесцентного конвертора, представляющая собой либо твердый радиолюминофор, либо контейнер с прозрачной для оптического излучения внешней поверхностью, наполненный жидким или газообразным радиолюминофором, например, неоним. Активная зона реактора-размножителя является источником ядерного излучения и одновременно преобразователем энергии ядерного излучения в тепло. Конвертор-радиолюминофор, окружающий снаружи активную зону, преобразует энергию ядерного излучения в люминесцентное оптическое излучение. Конвертор возбуждается главным образом гамма-излучением.

Прототипом гомогенного реактора-размножителя может служить гомогенный реактор HRE-I (Ок-Ридж, 1952), который на практике показал длительную (несколько месяцев) работоспособность на расчетной мощности. Его параметры приведены в таблице [9].

Характеристики гомогенного реактора HRE-I

Топливо	Раствор U_2SO_4 в H_2O , 2 кг U^{235} 93%-ного обогащения
Активная зона	Диаметр 50 см, объем 50 л
Тепловая мощность	Полная – 1 МВт, удельная – 20 кВт/л
Температура раствора	240 °C
Плотность потока нейтронов	$2 \cdot 10^{13}$ нейтр./($\text{см}^2 \cdot \text{с}$)

Примем для оценки характеристик ЯЛ удельное энерговыделение реактора HRE-1. Если диаметр активной зоны ЯЛ составляет 1 м, а удельное энерговыделение 20 кВт/л, то объем раствора в активной зоне составит 100 л, а общая тепловая мощность 2000 кВт. Доля гамма-излучения в энергетическом балансе реактора составляет ~10%. Следовательно мощность гамма-излучения, возникающего в активной зоне ЯЛ, составит 200 кВт.

В наших опытах на реакторе ВНР удельная энергия свечения сцинтиллятора на основе CsI составила ~50 Дж/кг при дозе облучения $1,25 \cdot 10^3$ Гр = $1,25 \cdot 10^3$ Дж/кг, что соответствует мощности оптического излучения в 1 Вт при мощности дозы 25 Вт на 1 кг сцинтиллятора.

При толщине радиолюминесцентного конвертора ~25 см подавляющая (~90%) часть энергии гамма-излучения будет оставлена в его материале. Мощность света, образующегося в конверторе при воздействии гамма-излучения, составит ~1/25 от мощности возбуждающего излучения. Таким образом, для 200 кВт мощности гамма-излучения от ЯЛ мощность оптического излучения конвертора составит ~8 кВт.

Если ЯЛ расположена в ячейке биоконвертера размером 2х2х2 м и площадью освещаемой поверхности ~24 м², то плотность оптического излучения у этой поверхности составит $\sim 3,33 \cdot 10^{-2}$ Вт/см².

Кроме того, тепло, образующееся при работе ядерного реактора, позволяет исключить зависимость эффективности культивирования микроводорослей от температуры окружающей среды, причем без привлечения дополнительного источника тепла, что также повысит эффективность производства.

Запасов природного урана-235 для эксплуатации современных ядерных установок большой мощности хватает примерно на 80 лет. Поэтому создание реактора-размножителя на тепловых нейтронах с уран-ториевым топливным циклом позволит использовать имеющиеся запасы сырья – природного тория – в течение нескольких сотен лет.

Опыт создания и эксплуатации небольших реакторных реакторов "водоподогревателей" на уране-235 [10, 11] в США, России и Франции свидетельствует об их высокой надежности и безопасности. Подобный реактор типа ВНР действует во ВНИИЭФ на протяжении трех десятков лет и превосходно подходит для изучения характеристик ЯЛ и исследований по генетической устойчивости микроводорослей.

За счет объемной геометрии расположения источников света и светоприемных поверхностей биореактора его производительность по сравнению с плоской геометрией повышается на порядок. Это позволит в несколько раз увеличить рабочий объем и довести условный выход сухого вещества, отнесенный к внешней поверхности, до 1 кг/м² в сутки и более.

Еще одним резервом повышения производительности работы биореактора является использование радиолюминофоров с определенными спектральными характеристиками. Поглощение света хлорофиллом носит резонансный характер. Спектр действия фотосинтеза представлен на рис. 3. Если использовать в "лагунах высоких технологий" радиолюминофоры со спектром излучения, совпадающим со спектром действия фотосинтеза, то при той же плотности светового потока выход биомассы можно увеличить минимум в полтора раза [12].

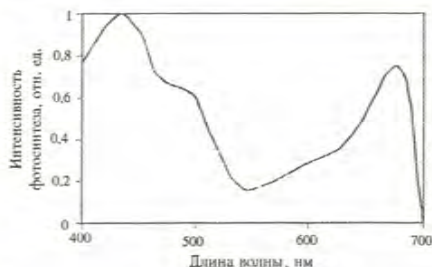


Рис. 3. Спектр действия фотосинтеза

ПЕРСПЕКТИВЫ ЭНЕРГЕТИКИ

Общее энергопотребление на планете составляет $4,5 \cdot 10^{20}$ Дж/год. Из них на органические ресурсы (уголь, нефть, газ и т. п.) приходится $3 \cdot 10^{20}$ Дж/год. Доля нефти в органических энергоресурсах на сегодня составляет 43%, или $1,31 \cdot 10^{20}$ Дж/год ($3 \cdot 10^9$ т/год). Разведанные запасы нефти оцениваются примерно в 10^{11} т. Таким образом, как уже указывалось выше, ее запасы могут быть израсходованы менее чем за 100 лет.

Для компенсации истощающихся запасов нефти одной из наиболее реальных возможностей на сегодня является развитие ядерной энергетики. Чтобы сохранить современный уровень потребления органических энергоресурсов ($3 \cdot 10^{20}$ Дж/год), необходимо построить 10^4 реакторов-бридеров с уран-плутониевым топливным циклом на быстрых нейтронах электрической мощностью 1 ГВт, что составит по тепловому энерговыделению $3 \cdot 10^{20}$ Дж/год. Общие запасы изотопов урана в природе оцениваются в 10^7 т. При коэффициенте воспроизводства не меньше 1 это может обеспечить работу таких бридеров в течение нескольких сотен лет.

В нашем же проекте предлагается использовать концепцию уран-ториевого топливного цикла на тепловых нейтронах. Коэффициент воспроизводства топлива в этом цикле меньше, чем в уран-плутониевом на быстрых нейтронах, – 1,15 против 1,5. Это вносит определенные трудности в его реализацию. Но исполь-

зование растворного гомогенного реактора на тепловых нейтронах может упростить решение этой задачи. Главное преимущество использования такого реактора в реализации уран-ториевой концепции – повышенная безопасность работы, обусловленная более низким удельным энерговыделением и эффектом теплового самогашения, использованием топлива более низкого обогащения и устойчивостью к потере теплоносителя (вследствие того что он же является замедлителем). Дополнительные преимущества – упрощенная переработка использующегося и нарабатываемого топлива, а также отсутствие в продуктах цикла оружейного материала – плутония, что решает задачу нераспространения ядерного оружия. Помимо этого существующих запасов природного тория в четыре раза больше, чем природного урана.

На Третьей конференции сторон Рамочной конвенции ООН об изменении климата (Киото, Япония, декабрь 1997 г.) был принят Протокол к Конвенции об изменении климата, целью которого является снижение к 2008–2012 гг. общего объема выбросов от группы из шести газов, создающих парниковый эффект. Согласно протоколу от промышленно развитых стран потребуются снижение суммарных выбросов парниковых газов на 5,2% [13].

Предложенный симбиоз ядерной энергетики и биологического синтеза в случае успешной реализации может внести вклад в решение этой проблемы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Р. Тейт III. Органическое вещество почвы. – М.: Мир, 1991, с. 5–7.
2. Основы общей биологии/ Под общей редакцией Э. Либберта. – М.: Мир, 1982, с. 411.
3. Химическая энциклопедия. – М.: Большая Российская энциклопедия, 1992, т. 3, с. 230–236.
4. Роль низших организмов в круговороте веществ в замкнутых экологических системах. Материалы X Всесоюзного совещания. – Киев: Наук. думка, 1979, с. 7.
5. Шевченко В.А. Радиационная генетика одноклеточных водорослей. – М.: Наука, 1979, с. 8–12.
6. Биомасса как источник энергии. – М.: Мир, 1985, с. 57–59.
7. Роль низших организмов в круговороте веществ в замкнутых экологических системах. Материалы X Всесоюзного совещания. – Киев: Наук. думка, 1979, с. 128–132.
8. Роль низших организмов в круговороте веществ в замкнутых экологических системах. Материалы X Всесоюзного совещания. – Киев: Наук. думка, 1979, с. 179–183.
9. Ядерные реакторы. Физика ядерных реакторов. Материалы Комиссии по атомной энергии США. – М.: Изд-во иностр. лит., 1956, т. 1, с. 398.
10. Кинг Л. Описание и конструкция реакторов-водоподогревателей. Материалы Международной конференции по мирному испытанию атомной энергии. Т. 2. Физика, экспериментальные реакторы. – М.; – Л.: Энергетическое издательство, 1958, с. 438–460.
11. Харитон Ю.Б., Воинов А.М., Колесов В.Ф. и др. Аperiodические импульсные реакторы. В кн. "Вопросы современной экспериментальной и теоретической физики". – Л.: Наука, 1984, с. 103–119.
12. Тихомиров А.А., Лисовский Г.М., Сидько Ф.Я. Спектральный состав и продуктивность растений. – Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1991.
13. Бюллетень МАГАТЭ, Вена, Австрия, 1998, т. 40, № 1, с. 2.

РЕЗУЛЬТАТЫ АНАЛИЗА БЕЗОПАСНОСТИ ЭКСПЛУАТАЦИИ РЕАКТОРНЫХ УСТАНОВОК ВНИИЭФ

С. В. Петрин, В. Н. Богданов, С. В. Воронцов, М. А. Воинов, А. С. Кошелев, М. И. Кувшинов,
С. Ф. Мельников, И. Г. Смирнов
(РФЯЦ-ВНИИЭФ)

На площадках 21 и 8 ВНИИЭФ эксплуатируются исследовательские ядерные реакторы (ИЯР) БИГР, БИР-2М, БР-К1, БР-1, ГИР-2 и ВИР-2М, а также стенд для критических систем (СКС) ФКБН-2М. Эти установки представляют потенциальный источник угрозы радиационных воздействий на людей и окружающую среду.

Анализу безопасности перечисленных установок всегда уделялось пристальное внимание (как в процессе проектирования, при физическом пуске, так и в ходе эксплуатации по мере накопления опыта работы и совершенствования процедур анализа).

Произошедшие в 1997 году аварии при производстве стабильных изотопов и на стенде ФКБН-2М оказались событиями, которые побудили руководство института пересмотреть состояние дел с обеспечением безопасности на всех потенциально опасных участках и установках ВНИИЭФ. Директором института была поставлена задача обеспечения локализации возможных аварий на установках. Решение этой задачи применительно к ИЯР и СКС предполагает выявление мер, которые позволяют повысить надежность систем безопасности и снизить вероятность наиболее тяжелых аварий до уровня, когда риск гибели отдельных лиц из персонала и населения окажется приемлемым. При этом зона радиационного влияния установок при нормальной эксплуатации и при авариях должна, как правило, быть уменьшена до размеров в пределах производственных площадок.

МЕТОДОЛОГИЯ АНАЛИЗА

При решении поставленной задачи для анализа источников опасности в процессе выполнения исследований на реакторах были использованы разработанные в США, а также применяемые в отечественной атомной энергетике методы [1, 2]. Специфическими

элементами применяемой стратегии анализа (рис. 1) явились:

- разработка критериев приемлемого риска, учитывающих дозовые нагрузки на различные категории людей, а также интегральный риск гибели людей как при нормальных условиях эксплуатации установок, так и при проектных и запроектных авариях;

- выявление источников опасности (моделей аварий и их исходных событий) для каждой установки с учетом особенностей их конструкции, размещения, выполняемых операций;

- проведение вероятностного анализа безопасности с целью выявления недостатков в принятой системе мер безопасности, исключающих гарантированное соблюдение критериев приемлемого риска. При этом в качестве исходных событий аварий по выявленным моделям рассматриваются ошибки персонала, отказ оборудования и внешние техногенные и природные воздействия.

Новизна выполненных исследований состоит:

- в последовательном количественном описании вероятности реализации различного рода моделей аварий на ИЯР и СКС (с учетом неопределенности вероятностных оценок), масштабов радиационных и токсических воздействий на людей;

- в выдаче обоснованных рекомендаций по дальнейшему совершенствованию систем безопасности указанных сооружений;

- в оценке размеров зоны радиационного влияния установок, возможности локализации проектных аварий в пределах производственных площадок (по возможности в пределах зданий установок и их ближайших окрестностей).

При проведении исследований использован подход, при котором пренебрегают исходными событиями и авариями при их вероятности менее 10^{-10} 1/год (при оценках с доверительным уровнем 0,99). Такие события (аварии) не реализуются за время существования

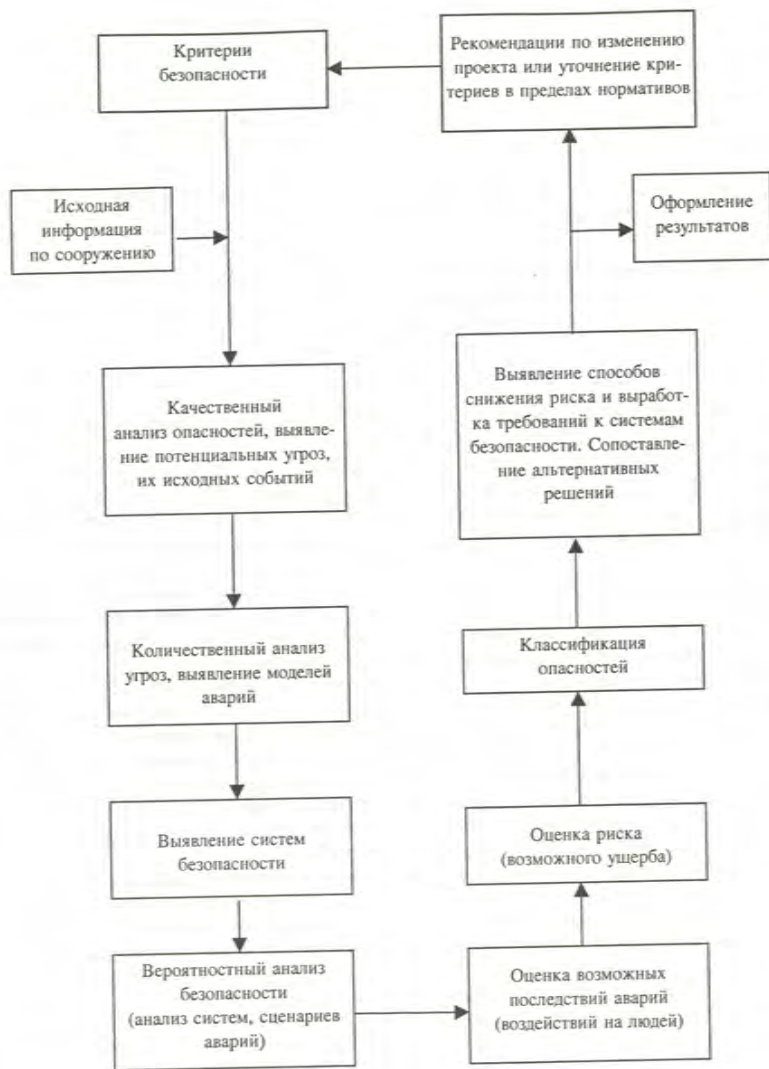


Рис. 1. Общая стратегия анализа

Земли. Мы их относим к предельным гипотетическим событиям (авариям) наряду с такими событиями, как падение на установку крупного метеорита, совпадение во времени двух независимых аварий и др. Не учтено также такое исходное событие, как разрушение зданий установок при запроектных землетрясениях с магниту-

дой более 9 баллов по шкале MSK-64 (их вероятность в нашем регионе не превышает 10^{-7} 1/год). Такие исходные события приводят к бедствиям в жилой зоне, превышающим опасность, связанную с возможными последствиями аварий на установках.

Дадим краткую характеристику особенностей ИЯР и СКС работающих во ВНИИЭФ [3]. ИЯР применяется для радиационных исследований в качестве мощных источников нейтронов и гамма-излучения. В частности, на ИЯР изучается радиационная стойкость аппаратуры, материалов, образцов, в том числе и содержащих делящиеся материалы. Проводятся научно-исследовательские работы в интересах фундаментальных наук, проверки расчетов параметров ядерных устройств и для верификации нейтронных констант, осуществляются прикладные исследования для атомной энергетики, выполняется калибровка аппаратуры, применяемой в различных опытах.

Общей для всех ИЯР особенностью является создание на короткое время условий для развития в активной зоне (АЗ) реактора самоподдерживающейся цепной реакции (СЦР) деления ядер на мгновенных или запаздывающих нейтронах. Работа таких реакторов основана на принципе самогашения избыточной реактивности за счет отрицательного температурного коэффициента обратной связи. Импульс делений ядер урана обрывается за счет разогрева материала АЗ. Внешнее устройство для быстрого изменения реактивности (импульсный стержень — ИС или импульсный блок — ИБ) обычно служит лишь для строго дозированного перевода реактора через верхнее критическое состояние (ВКС) — критическое состояние на мгновенных нейтронах и (совместно с другими органами регулирования реактивности — ОРР) для обрыва медленно спадающего "хвоста" импульса путем перевода реактора в глубоко подкритическое состояние. Все реакторы являются установками "нулевой" мощности (в их АЗ накапливается незначительное количество радиоактивных продуктов деления).

Реакторы ГИР-2М, БИР-2М, БР-1 и БР-К1 имеют АЗ из металлического обогащенного урана. Реактор ВИР-2М имеет АЗ в виде раствора урана. Специфической особенностью реактора БИГР является исполнение его АЗ из дисперсного керамического топлива — смеси урана с графитом, что позволяет обеспечить работу топливных элементов АЗ при высокой температуре и получать в реакторе рекордные параметры по энерговыделению за импульс. Это приводит к относительно большому накоплению продуктов деления ядер в АЗ и ограничению времени пребывания персонала в реакторном зале, специфике технического обслуживания реакторных систем.

В структурных блоках или корпусе реакторов с АЗ из твердых материалов поддерживается гелиевая атмосфера. Разгерметизация газового контура, в особенности реакторов БИГР и ВИР-2М, может быть причиной загрязнения воздуха в реакторных помеще-

ниях, а адсорбция воздуха и воды в материале АЗ реактора БИГР (если разгерметизация АЗ не будет выявлена) может быть причиной парового взрыва реактора.

"Малые" скорости ввода реактивности с помощью механических приводов ОРР исключают возможность развития СЦР взрывного типа при подготовке к генерированию импульса. Не предусматриваются технологией работ, но могут быть случайно реализованы "большие" скорости ввода реактивности при применении мостового крана для перемещения массивных образцов, а также устройств загрузки образцов на некоторых реакторах.

Реактор БИР-2М имеет автоматизированную систему управления реактором с жестким программным обеспечением, которое существенно снижает вероятность ошибок персонала при управлении реактором в штатных режимах, а также при управлении устройством загрузки. Реакторы БИР-2М и БР-К1 имеют стоп-блоки, ввод которых при генерировании импульса производится на относительно малых скоростях. Это снижает масштабы последствий аварий при сбоях стартового состояния реактора.

Эффективность ИС реакторов БИР-2М и БИГР низка, что снижает масштабы последствий аварий при сбоях стартового состояния реактора.

Высокая эффективность ИБ на реакторе БР-1 [3, 4] (рис. 2) создает потенциальную возможность ввода большой избыточной реактивности при авариях. Пуск ИБ при генерировании импульса на реакторе БР-1 производится из подкритического состояния реактора после высвечивания запаздывающих нейтронов (в течение 20 мин отсутствует контроль реактивности АЗ, ее неконтролируемое изменение может привести к повышенному выделению энергии при генерировании импульса). Указанная особенность реактора БР-1 приводит к потенциальной возможности выделения наибольшего (в сравнении с другими реакторами) количества ядерной энергии при возникновении максимальной проектной аварии. Для этого реактора также существенно влияние ошибок персонала в прогнозировании параметров импульсов, которые, в частности, могут быть связаны с взаимным влиянием на эффективность регулирующего и импульсного блоков и невыполнением персоналом требований инструкции по калибровке ИБ перед импульсом. Реактор БР-1 обладает большим запасом реактивности при отсутствии прокладки между нижним и верхним блоками.

Горизонтальное расположение оси симметрии АЗ с поперечным к ней перемещением аварийного блока, стоп-блока и ИБ реактора БР-К1 (рис. 3) приводит к возможности заклинивания указанных ОРР при короблении чехлов структурных блоков АЗ, к отказу системы аварийной защиты реактора. Общими причинами коробления чехлов могут быть перегрев блоков

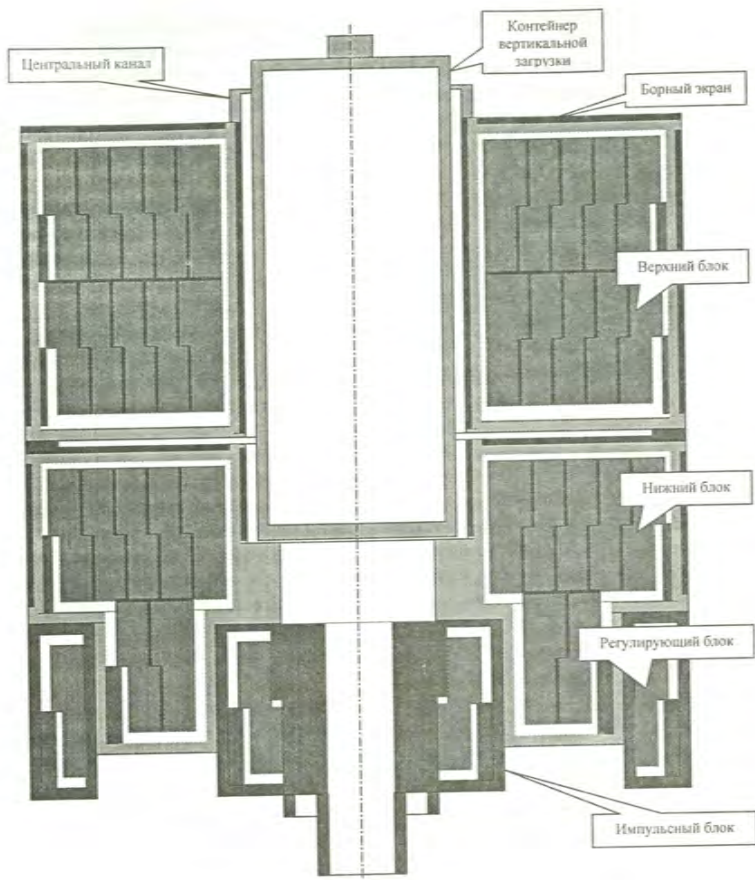


Рис. 2. Принципиальная схема конструкции АЗ реактора БР-1

АЗ при повышенном выделении энергии в штатных режимах, повышенное давление гелия в чехлах структурных блоков.

В АЗ реактора БР-К1 находится неудаляемый источник нейтронов $5 \cdot 10^6$ 1/с. Это обеспечивает наличие "сильного" нейтронного источника в АЗ в стартовом состоянии (10^8 1/с), что необходимо для реализации наиболее безопасного "пролетного" режима генерирования импульса на мгновенных нейтронах. Такие режимы реализованы на реакторах БИГР и БР-К1. Это существенно повышает уровень их безопасности.

Наличие полости в АЗ БР-1 и БР-К1 может привести к автокаталитическим процессам при развитии аварии взрывного типа. Однако из-за ограниченного

запаса реактивности реальное увеличение выделяемой при авариях энергии невелико и не меняет категории опасности этих реакторов.

Относительно слабое влияние на реактивность АЗ реактора ГИР-2 внешних отражателей и относительно большое для АЗ из металлических делящихся материалов время жизни нейтронов, что связано с окружением АЗ реактора конвертором из замедлителя нейтронов (полиэтилена) с размещенной в нем окисью кадмия, повышают уровень безопасности этого реактора.

Высокая способность к самоограничению мощности из-за развития реакции деления ядер делящихся материалов на замедленных и тепловых нейтронах с относительно большим временем жизни и значитель-

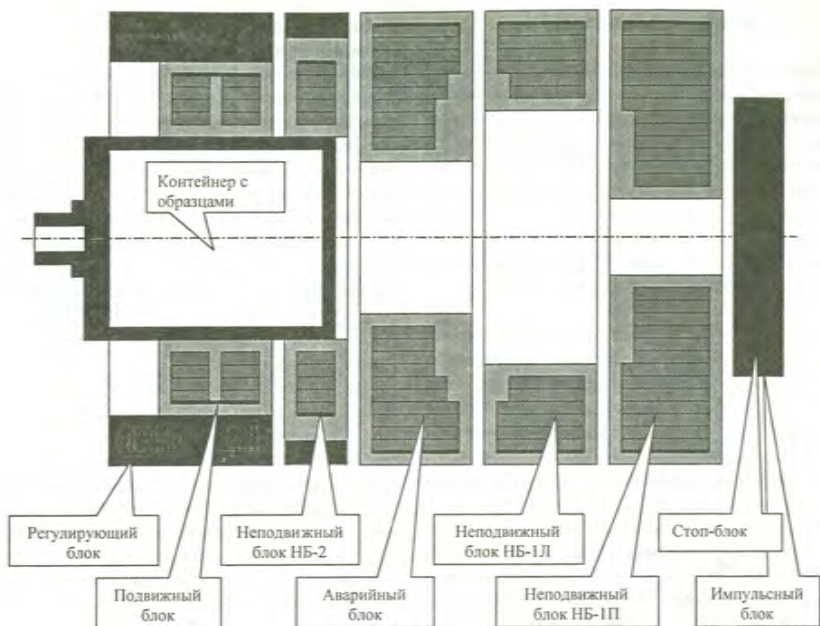


Рис. 3. Принципиальная схема конструкции реактора БР-К1

ный температурный коэффициент гашения реактивности приводят к слабому влиянию на безопасность реактора ВИР-2М ошибок персонала в прогнозировании параметров импульсов. Наличие вокруг реактора мощной биологической защиты, непосредственно окружающей реактор, снижает уровень аварийных (при техническом обслуживании реактора) радиационных воздействий на персонал в верхнем реакторном зале.

При анализе безопасности стенда ФКБН-2М выделены следующие его наиболее важные специфические особенности:

- большое количество выполнявшихся вручную операций по сборке частей размножающих систем (РС). Эти системы могут относиться к классу неизвестных размножающих систем (НРС). Не исключены ошибки персонала при оценке подкритичности собираемых на стенде частей РС даже для известных (ранее изученных) критических систем;

- разнообразие собиравшихся систем ведет к широкому диапазону изменений критических параметров сборок, различию их нейтронно-физических характеристик. Не исключены ошибки при регистрации характеристик РС в журналах измерений. Даже при

большом опыте работы персонала на стенде из-за обилия накопленной информации не исключены возможности ошибок считывания информации или неправильной ее интерпретации при оценке критических параметров РС;

- существует возможность большого запаса реактивности в собираемых РС. При внешних воздействиях или при ошибках персонала в процессе выполнения работ, выбора сменных упоров, при отказах устройств, обеспечивающих переключение скорости привода стола, не исключается переход через критическое состояние на мгновенных нейтронах с реализацией значительной реактивности (вплоть до развития СЦП взрывного типа);

- наличие в критических сборках поглотителей нейтронов (гидрида лития, полиэтилена в кадмевой облицовке, карбида бора и др.) создает потенциальную возможность реализации большого энерговыделения за счет явления автокатализа при вводе значительной избыточной реактивности;

- присутствие в сборках плутония создает опасность диспергирования части его при объемных (и некоторых локальных) пожарах.

РЕЗУЛЬТАТЫ АНАЛИЗА

В процессе анализа безопасности ИЯР и СКС были выработаны критерии радиационной безопасности, основанные на концепции приемлемого риска (см. таблицу). Полученные при этом масштабы выбросов радиоактивных материалов при авариях (с учетом расположения площадок 8 и 21 относительно жилой зоны) следующие:

- при проектных авариях выбросы радиоактивных материалов за пределы здания не должны превышать 30 мг (а для площадки 21 — 15 мг) в пересчете на плутоний-239;

- при запроектных авариях (вероятность которых ниже 10^{-7} /год) выбросы радиоактивных материалов за пределы здания не должны превышать для установок площадки 8 30–40 г в пересчете на плутоний-239 (в зависимости от удаления конкретной установки от жилой зоны), а для площадки 21 — 0,2 г.

При соблюдении указанных критериев радиационные воздействия на население и персонал площадок 8 и 21, персонал смежных площадок института не приводят к заметному росту риска гибели людей над уровнем естественной частоты смерти, к заметному изменению радиационной обстановки в жилой зоне.

Важной особенностью предложенных критериев безопасности является то обстоятельство, что уровни воздействия на население в жилой зоне при запроектных авариях не превышают уровня вмешательства, т. е. уровня воздействия, при котором возникает необходимость эвакуации или отселения людей из жилой зоны из-за угрозы возникновения хронических заболеваний.

Принятый подход отличается от обычного не только ориентированием на нормативные значения предельно допустимой концентрации аэрозолей радионуклидов, но и на опасные уровни разового поступления их в организм людей, а также учетом интегрально-го риска от всех возможных аварий, а не только от аварийных разовых воздействий.

В процессе анализа безопасности ИЯР и СКС были изучены источники опасности, выявлены модели и сценарии потенциально возможных аварий и их исходные события, их вероятность и возможные последствия, оценен риск для различных категорий людей, выявлены категории опасности работ, оценены размеры зон радиационного влияния установок, возможности снижения риска для персонала и населения.

Было показано, что не при всех проектных авариях в настоящее время выполняются критерии приемлемого риска для персонала и населения. Это связано

с использованием в работе образцов с большим количеством плутония, некоторыми особенностями конструкции установок, недостатками в организации вспомогательных работ. В отдельных ситуациях возможны повышенные (вплоть до летального уровня) дозовые нагрузки на отдельных лиц из персонала установок. Не исключены и превышения критериев радиационного воздействия на людей вблизи площадки 8, персонал соседних площадок института. В то же время принятие недорогих мер по корректировке действующей документации и доработкам систем безопасности реакторных установок позволяет обеспечить приемлемый риск для всех категорий людей. В ходе исследования безопасности установок сформулированы соответствующие рекомендации.

В данном сообщении нет возможности для детального изложения результатов исследований. Имеет смысл подробно остановиться только на выявленных недостатках общего характера. Они связаны с отсутствием в нормативной документации требований:

- о согласовании условий работы систем управления вспомогательным оборудованием (мостовым краном, загрузочными устройствами и др.) с системами управления и защиты установок, системами контроля радиационной обстановки;

- о применении для упаковки находящихся в помещениях реакторных установок опасных материалов в количестве свыше 15 г в пересчете к плутонию-239 контейнеров, обладающих стойкостью к внешним тепловым воздействиям при пожарах;

- по ограничению количества складываемых материалов, вносимых в реакторные помещения, в помещения временного хранения делящихся материалов;

- по применению устройств оповещения участников экспериментов (например, сирены и светового табло), автоматически включающихся на некоторое время при закрывании защитных дверей в реакторный зал для обеспечения выхода людей из опасной зоны перед пуском реактора;

- по применению на проходных производственных площадок устройств для контроля выноса радиоактивных материалов с охраняемой территории;

- по применению компьютеризированных систем поддержки операторов (тренажеров) при обращении к большим массивам накопленной информации при работе на СКС.

По мнению авторов, корректировка нормативной документации будет способствовать повышению уровня безопасности реакторных установок.

Проектные уровни приемлемого радиационного риска [5]

Ситуация		Максимальные допустимые уровни облучения сверхестественного фона (~ 0,001 Зв/год)			Риск гибели от раковых заболеваний вследствие облучения, 1/год			Максимально допустимый уровень загрязнения поверхности земли в жилой зоне, Бк/м ²	
		персонала установок и соседних ядерных объектов (А)	персонала ядерных объектов в санитарно-защитной зоне установок (Б)	отдельных лиц из населения в жилой зоне и персонала неядерных объектов вне санитарно-защитной зоны (В)	А	Б	В		
Нормальные условия		0,01 Зв/год (0,02 Зв/год)	0,001 Зв/год	0,0001 Зв/год за счет ингаляционного пути облучения; 0,001 Зв/год – по всем путям облучения; (0,005 Зв/год)	5·10 ⁻⁴	5·10 ⁻⁵	5·10 ⁻⁶	37(Ru-239) 1,8·10 ³ (U-235)	
		Разовое облучение при аварии			Интегральный риск гибели				
		0,01 (0,02) Зв	0,001 Зв						
		10 ⁻² > P > 10 ⁻⁴	0,05 Зв					0,005 Зв	
		0,1 Зв	0,025 Зв		5·10 ⁻⁴	5·10 ⁻⁵	5·10 ⁻⁶	37(Ru-239) 1,8·10 ³ (U-235) 1,5·10 ³ (I-131) 1,1·10 ³ (Sr-90) 5,6·10 ³ (Cs-137)	
Проектные аварийные условия		Оцененная вероятность аварии, 1/год			Не ограничивается			10 ⁻⁴	3,7·10 ³ (Ru-239) 1,8·10 ³ (U-235) 1,5·10 ³ (I-131) 1,1·10 ³ (Sr-90) 5,6·10 ³ (Cs-137)
		10 ⁻² > P > 10 ⁻⁴							
		10 ⁻⁴ > P > 10 ⁻⁷							
Гипотетические и аварийные условия		Максимальная гипотетическая авария по заданным сценариям. Максимальная аварийная авария			Разовое облучение при аварии или за всю оставшуюся жизнь не более 0,1 Зв. Для беременных женщин не более 0,001 Зв за время беременности			Не ограничивается	10 ⁻⁴
		Не ограничиваются							

Примечания. 1. В таблице приведены общие ограничения (дозовые нагрузки на все тело человека). Указано максимальное значение риска. В литературе дается также значение риска в 4 раза ниже при тех же дозовых нагрузках. Средний риск реально шире ниже указанного в таблице. В последней графе учтен только ингаляционный путь поступления радионуклидов в организм людей. При учете перорального пути поступления цезия и стронция в организм необходимо примерно в 70 раз снизить уровни загрязнения почвы данными радионуклидами.

2. Максимально допустимые уровни доз облучения в соответствии с нормами радиационной безопасности (НРБ-99) даны в скобках. Они в любом случае не могут быть превышены при проектировании установок комплекса. 1 Зв = 100 бэр; 1 Бк/м² = 2,7 · 10⁻⁵ Ки/км².

ВЫВОДЫ

После реализации рекомендаций, выработанных в процессе анализа безопасности реакторных установок ВНИИЭФ:

- при максимальных проектных и запроектных авариях критерии приемлемого риска могут нарушаться только в зоне ветровой тени соответствующих зданий (размер ее равен для разных установок от 60 до 110 м). Эту зону следует рассматривать в качестве зоны радиационного влияния установок. В такой зоне может быть затруднено рассеяние аэрозолей опасных материалов и персонал (при несвоевременной эвакуации из этой зоны) может подвергаться повышенному уровню радиационного воздействия. Здесь может потребоваться дезактивация прилегающей к зданию территории и помещений здания для восстановления нормальных условий работы персонала соответствующих установок;

- при максимальной проектной аварии на реакторе БР-1 не исключается в принципе повышенный уровень радиационного воздействия на персонал смежных площадок института (в силу особенностей конструкции реактора и режимов его эксплуатации), что приводит к необходимости изучения при наиболее тяжелых авариях конкретной радиационной обстановки на местности;

- ни при одной из возможных аварий (включая запроектные) на ИЯР и СКС не потребуются отселения (экстренной эвакуации) населения из жилой зоны.

Поэтому все эти установки относятся ко второй категории опасности. Достигается это за счет особенностей конструкции и условий эксплуатации реакторных установок, исполнения систем управления и защиты, удаления перечисленных сооружений от жилой зоны, а также за счет ограничения количества радиоактивных и сгораемых материалов в исследуемых образцах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Guidelines for hazard evaluation procedures (2nd ed. CCPS. American institute of chemical engineers. New York, 1992.
2. Бахметьев А.М., Самойлов О.Б., Уснин Г.Б. Методы оценки и обеспечения безопасности ЯЭУ. – М.: Энергоатомиздат, 1988.
3. Харитон Ю.Б., Воинов А.М., Колесов В.Ф. и др. Импульсные реакторы ВНИИЭФ (обзор). – ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 1996, вып. 2, с. 3–12.
4. Босамыкин В.С., Кошелев А.С., Герасимов А.И. и др. Высокоинтенсивный источник нейтронов на базе импульсного ускорителя электронов ЛИУ-30 и импульсного ядерного реактора БР-1. – Advanced Pulsed Neutron Sources PANS-II, Dubna, 14–16 June, 1994.
5. Петрин С.В. Концепция безопасности аperiodических импульсных реакторов. – ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 1996, вып. 2, с. 41–46.
6. СП 2.6.1.758-99. Нормы радиационной безопасности НРБ-99. – М.: Минздрав России, 1999.

ЭФФЕКТЫ АВТОКАТАЛИЗА В БЫСТРЫХ КРИТИЧЕСКИХ СБОРКАХ С ПОГЛОТИТЕЛЕМ НЕЙТРОНОВ В ПОЛОСТИ

В. Ф. Колесов, В. С. Босамыкин, В. Х. Хоружий, В. Ф. Юдинцев
(РФЯЦ-ВНИИЭФ)

При анализе последствий постулируемых инцидентов на реакторах и критических сборках важное значение имеет оценка предельных энерговыделений в этих событиях. Еще в 50–60-е годы были разработаны приближенные методы для проведения таких оценок [1,2]. Были выполнены также полномасштабные прямые расчеты энерговыделений в различных сильно надкритических сборках [3].

В указанных публикациях и ряде других работ затрагивались также вопросы влияния полостей в активных зонах (АЗ) на энерговыделение во вспышках, сопровождаемых плавлением и испарением топливного материала. Некоторые из этих работ имели целью достижение уверенности в отсутствии опасных эффектов автокатализа¹, в принципе возможных в системах с большими объемами пустот, быстро заполняемых превращающимся в газ веществом АЗ. Исследованиям возможных проявлений автокатализа в реакторах и критических сборках всегда придавалось важное значение, в особенности в аспекте безопасности этих устройств. Работы этой направленности публикуются с начала 60-х годов по настоящее время [2, 4–6]. Исследуются автокаталитические явления, связанные как с геометрической перестройкой распределения материалов в реакторе [2,4,6], так и с чисто ядерными эффектами изменения сечений взаимодействия делящихся веществ с нейтронами [2,5].

В простых полых системах явления автокатализа не были замечены: слабый положительный реактивный эффект от заполнения материалом АЗ внутренних пустот во много раз перекрывался сильным отрицательным эффектом от разлета АЗ вовне.

¹Понятие "автокатализ" чаще всего связывают с химией и химической технологией. Обычно этим термином называют явление ускорения химической реакции под влиянием продуктов самой реакции, играющих роль катализатора. Соответственно в области реакторов термин "автокатализ" используется для обозначения явлений ускорения цепной ядерной реакции или увеличения энерговыделения в ядерной вспышке под влиянием изменений в среде реактора, вносимых самой цепной реакцией.

Настоящая работа (см. также статью [7]), как и указанные выше работы, связана с расчетами параметров вспышек делений в критических сборках. Но в отличие от прежних работ ее основная направленность заключается в прослеживании влияния на энерговыделение всплеск различных заполнителей центральной полости. Наибольшее число вариантов расчета относится к системам с заполнителем в виде ^{10}B , интенсивно поглощающим замедленные нейтроны.

Из расчетов следует, что для сборок этого типа характерен своеобразный эффект автокатализа, приводящий к резкому увеличению энерговыделения во вспышке. Эффект проявляется не в форме возрастания надкритичности системы в процессе вспышки, а в результате уменьшения эффективного коэффициента гашения реактивности. Конкурируя с влиянием на реактивность разлета АЗ, автокаталитический эффект на начальном этапе вспышки в значительной степени нейтрализует его и в результате затягивает пребывание системы в надкритическом состоянии. Этот эффект может во много раз увеличивать масштаб постулируемых аварий.

Как стало известно из публикации Г. А. Гончарова [8], эффект, аналогичный рассмотренному здесь, обсуждался учеными США при разработке конструкций первых атомных бомб (предложение Э. Теллера). Тем не менее, по всей видимости, многие специалисты в области реакторной науки и техники об указанном эффекте не знают, точнее не знают об эффекте освобождения при имплозии связанной бором реактивности. Только этим можно объяснить, например, тот факт, что поверхности полостей для облучений образцов во многих действующих (или действовавших ранее) импульсных реакторах облицовываются экранами из бора, кадмия или гадолиния [9,10].

ПОСТАНОВКА РАСЧЕТОВ. НАЧАЛЬНЫЕ КОНФИГУРАЦИИ СБОРК

Приведенные в докладе расчетные данные относятся в основном к сферическим сборкам из металли-

ческого урана с большой центральной полостью и с вольфрамовым отражателем, служащим для частичного сдерживания разлета АЗ. Начальная надкритичность сборок $\Delta k_{\text{эф}} = k_{\text{эф}} - 1$ устанавливалась в диапазоне от 0,005 до 0,05 ($k_{\text{эф}}$ – коэффициент размножения мгновенных нейтронов). Расчеты проводились с помощью одномерной нейтронно-газодинамической программы, перенос нейтронов в которой описывается с помощью многогруппового дискретного S_N -метода (см. статью [11]). Во вспомогательных расчетах использовались одномерная многогрупповая программа переноса нейтронов на основе метода сферических гармоник и программа Монте-Карло [12]. Цель вспомогательных расчетов – определение начальных конфигураций сборок, соответствующих заданным начальным значениям $k_{\text{эф}}$.

Расчет начальных конфигураций выполнялся с помощью нейтронных констант, которые в дальнейшем использовались в расчетах всплеск делений по нейтронно-газодинамической программе. При переходе к расчетам по нейтронно-газодинамической программе в найденные начальные конфигурации вводились коррективы, обеспечивающие получение того же, что и во вспомогательных расчетах, начального значения временной постоянной размножения нейтронов $\lambda(0)$ ($\lambda(0) = \Delta k_{\text{эф}}(0)/\tau$, где τ – время жизни мгновенных нейтронов в сборке). В расчетах всплеск делений предполагалось, что начальная реактивность вводится мгновенно.

Начальные радиусы и материальный состав рассмотренных сборок приведены в табл.1.

Таблица 1

Начальные радиусы и материальный состав сборок

Номер сборки	Характеристика	Область 1	Область 2	Область 3	Область 4	Область 5
1	Состав	Пустота	$^{235}\text{U}-0,9$ $^{238}\text{U}-0,1$	–	–	–
	R	12	16,923			
	ρ	–	18,7			
2	Состав	Пустота	$^{235}\text{U}-0,9$ $^{238}\text{U}-0,1$	W	–	–
	R	12	14,903	19,903		
	ρ	–	18,7	19,35		
3	Состав	Пустота	$^{235}\text{U}-0,9$ $^{238}\text{U}-0,1$	Be	–	–
	R	12	14,661	19,661		
	ρ	–	18,7	1,85		
4	Состав	Пустота	^{10}B	$^{235}\text{U}-0,9$ $^{238}\text{U}-0,1$	W	–
	R	11	12	15,893	20,893	
	ρ	–	3	18,7	19,35	
5	Состав	Пустота	Be	^{10}B	$^{235}\text{U}-0,9$ $^{238}\text{U}-0,1$	Fe
	R	3	11	12	16,709	21,709
	ρ	–	1,85	3	18,7	7,8
6	Состав	Пустота	Be	^{10}B	$^{235}\text{U}-0,9$ $^{238}\text{U}-0,1$	W
	R	3	11	12	16,205	21,205
	ρ	–	1,85	3	18,7	19,35
7	Состав	H	Be	^{10}B	$^{235}\text{U}-0,9$ $^{238}\text{U}-0,1$	W
	R	8	11	12	16,251	21,251
	ρ	0,04	1,85	3	18,7	19,35
8	Состав	H	^{10}B	$^{235}\text{U}-0,9$ $^{238}\text{U}-0,1$	W	–
	R	11	12	16,356	21,356	
	ρ	0,04	3	18,7	19,35	
9	Состав	H	^{10}B	$^{235}\text{U}-0,9$ $^{238}\text{U}-0,1$	–	–
	R	11	12	18,333		
	ρ	0,04	3	18,7		

Номер сборки	Характеристика	Область 1	Область 2	Область 3	Область 4	Область 5
10	Состав	Пустота	$^{235}\text{U}-0,9$ $^{238}\text{U}-0,1$	W		
	R	5	9,201	14,201	-	-
	ρ	-	18,7	19,35		
11	Состав	H	^{10}B	$^{235}\text{U}-0,9$ $^{238}\text{U}-0,1$	W	
	R	4	5	9,934	14,934	-
	ρ	0,04	3	18,7	19,35	
12	Состав	Пустота	$^{235}\text{U}-0,9$ $^{238}\text{U}-0,1$			
	R	12	16,79	-	-	-
	ρ	-	18,7			
13	Состав	H	^{10}B	$^{235}\text{U}-0,9$ $^{238}\text{U}-0,1$		
	R	11	12	18,183	-	-
	ρ	0,04	3	18,7		
14	Состав	Пустота	$^{235}\text{U}-0,9$ $^{238}\text{U}-0,1$			
	R	12	16,716	-	-	-
	ρ	-	18,7			
15	Состав	H	^{10}B	$^{235}\text{U}-0,9$ $^{238}\text{U}-0,1$		
	R	11	12	18,085	-	-
	ρ	0,04	3	18,7		
16	Состав	Пустота	$^{235}\text{U}-0,9$ $^{238}\text{U}-0,1$			
	R	12	16,643	-	-	-
	ρ	-	18,7			
17	Состав	H	^{10}B	$^{235}\text{U}-0,9$ $^{238}\text{U}-0,1$		
	R	11	12	17,991	-	-
	ρ	0,04	3	18,7		
18	Состав	Пустота	$^{235}\text{U}-0,9$ $^{238}\text{U}-0,1$	W		
	R	12	14,706	19,706	-	-
	ρ	-	18,7	19,35		
19	Состав	H	^{10}B	$^{235}\text{U}-0,9$ $^{238}\text{U}-0,1$	W	
	R	11	12	16,12	21,12	-
	ρ	0,04	3	18,7	19,35	

Примечание. R – внешний радиус области, см; ρ – плотность, г/см³; для областей с ураном указаны также массовые доли ^{235}U и ^{238}U , %.

ПАРАМЕТРЫ ВСПЫШЕК ДЕЛЕНИЙ В СБОРКАХ

Нейтронные и динамические параметры вспышек делений в сборках с указанными в табл.1 начальными конфигурациями приведены в табл.2. Представлены масса делящегося материала M в АЗ; начальное значение коэффициента размножения нейтронов $k_{\text{эф}}(0)$ и

соответствующая ему $\lambda(0)$; полное энергосодержание во вспышке Q . Приведены также максимальные в течение вспышки делений значения температуры $T_{\text{макс}}$ и давления $p_{\text{макс}}$ в материале АЗ сборки. Приближенная ширина вспышки делений на половине высоты $\theta_{1/2}$ оценивалась как частное от деления полного флюенса нейтронов на пиковое значение плотности потока нейтронов.

Таблица 2

Параметры сборок и вспышек делений в них

Номер сборки	M , кг	$k_{эф}(0)$	$10^6 \lambda(0)$, с ⁻¹	Q , ГДж	$T_{макс}$, кэВ	$10^{-4} p_{макс}$, ГПа	$10^7 \theta_{1/2}$, с
1	244	1,05	4,45	1043	0,13	25	8,0
2	124	1,05	2,16	130	0,05	0,002	21
3	111,5	1,05	1,9	27,8	0,021	0,0064	23
4	179	1,05	3,55	$0,48 \cdot 10^4$	0,41	33	14
5	230	1,05	4,65	$0,46 \cdot 10^4$	0,34	9,5	9
6	198	1,05	3,99	$0,84 \cdot 10^4$	0,55	16	12
7	201	1,05	4,19	$1,19 \cdot 10^4$	0,69	44	11
8	207	1,05	4,25	$2,97 \cdot 10^4$	1,3	67	7
9	347	1,05	7,4	$1,64 \cdot 10^4$	0,57	88	5,5
10	51,2	1,05	4,0	230	0,140	—	—
11	67	1,05	4,8	1870	0,430	—	—
12	235	1,025	2,2	78	0,028	—	—
13	336	1,025	3,6	1978	0,156	—	—
14	231	1,015	1,4	12,2	0,0097	—	—
15	328	1,015	2,3	452	0,065	—	—
16	226	1,005	0,43	0,196	0,00074	—	—
17	321	1,005	0,8	19,9	0,011	—	—
18	114	1,005	0,2	0,065	0,0005	—	—
19	193	1,005	0,4	2580	0,270	—	—

АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ РАСЧЕТА

Вначале целесообразно остановиться на данных для наиболее представительных сборок с полостями радиусом 12 см и $k_{эф}(0) = 1,05$ (сборки под номерами 1–9).

Сравнение параметров сборок 2 и 4 в табл.1, 2 показывает, что размещение в полости сборки 4 слоя ^{10}B толщиной 1 см приводит к значительному, почти полукратному росту массы урана в АЗ и к 37-кратному увеличению энерговыделения во вспышке при той же, что и в сборке 2, начальной надкритичности. Введение в полость в дополнение к бору замедлителя нейтронов в виде газообразного водорода или твердого бериллия (сборки 6–8) еще несколько (в пределах 15%) повышает загрузку урана в АЗ и существенно увеличивает энерговыделение во вспышке. В качестве средства подъема энерговыделения водород значительно более эффективен, чем бериллий. Энерговыделение в сборке 8, содержащей водород и ^{10}B , в 230 раз превышает энерговыделение в сборке 2, не содержащей замедлителя и поглотителя нейтронов.

Сравнение данных для сборок 5 и 6 демонстрирует значительно большую эффективность вольфрама в качестве материала для отражателя нейтронов в сравнении с железом. Замена в отражателе железа вольф-

рамом, во-первых, заметно снижает загрузку урана (с 230 до 198 кг) и, во-вторых, в 1,84 раза поднимает энерговыделение во вспышке. Первое отличие вольфрама связано с его более благоприятными в сравнении с железом ядерными свойствами, второе – с большей механической инертностью, сдерживающей разлет материала АЗ при взрыве.

Большая эффективность отражателя из вольфрама в сравнении с отражателем из бериллия видна из сопоставления данных для сборок 2 и 3.

В сборках 1, 9 нет отражателя, сдерживающего разлет волн материала АЗ. Влияние разлета АЗ, конкурирующего с автокаталитическим эффектом, оказывается в этом случае более существенным, чем в сборках с отражателем. Тем не менее и в сборке 9 проявления автокаталитического эффекта значительны. Увеличение энерговыделения во вспышке в результате помещения в полость замедлителя и бора в этом случае примерно 16-кратное.

Выше речь шла о сборках с $k_{эф}(0) = 1,05$ и полостью радиусом 12 см (сборки 1–9). Расчеты для других систем (сборки под номерами 10–19) преследовали цель определения зависимости исследуемого эффекта от радиуса полости и от $k_{эф}(0)$. В сборках 10, 11 с $k_{эф}(0) = 1,05$ и отражателем из вольфрама радиус полости принят равным 5 см. В сборках 12–19 радиус

полости, как в большинстве сборок, взят равным 12 см, но значения $k_{\text{эф}}$ уменьшены: приняты равными последовательно 1,025; 1,015 и 1,005.

Данные для этихборок свидетельствуют о значительном снижении влияния автокаталитического эффекта на энерговыделение за вспышку с уменьшением радиуса полости и о таком же существенном увеличении этого влияния при снижении уровня надкритичности сборки $k_{\text{эф}}(0)$.

В сборке 9 с $\Delta k_{\text{эф}}(0) = 0,05$, с отражателем из вольфрама и полостью радиусом 12 см автокаталитический эффект, как отмечалось выше, приводит к возрастанию энерговыделения в 230 раз, а в аналогичной сборке 11 с полостью радиусом 5 см — только в 8 раз. В сборке 19, отличающейся от системы 9 лишь начальной надкритичностью $\Delta k_{\text{эф}}(0)$ равной 0,005, энерговыделение за вспышку благодаря автокаталитическому эффекту возрастает примерно в 40 тысяч раз. Зависимость влияния автокаталитического эффекта на энерговыделение от $\Delta k_{\text{эф}}(0)$ более подробно прослежена на сборках без отражателя. В сборках 9, 13, 15 и 17 без отражателя с полостью радиусом 12 см и $\Delta k_{\text{эф}}(0)$ равными 1,05; 1,025; 1,015 и 1,005 влияние автокаталитического эффекта имеет следствием увеличение энерговыделения за вспышку соответственно в 16, 25, 37 и 100 раз. (Для надкритичностей $\Delta k_{\text{эф}}(0) < 0,005$ расчеты не проводились. В этом случае потребовалось бы слишком большое расчетное время и могли возникнуть неточности в уравнениях состояния.)

Следует отметить, что в подавляющем числе вариантов выполненных расчетов ни в один из моментов вспышки делений значения коэффициента размножения нейтронов $k_{\text{эф}}(t)$ не превосходят его начального значения $k_{\text{эф}}(0)$. Таким образом, повышение энерговыделения в сборках при наличии бора происходит не вследствие повышения надкритичности системы, а из-за снижения скорости падения $k_{\text{эф}}$ во вспышке, т. е. в результате более длительного пребывания системы в надкритическом состоянии.

Рассмотренные проявления автокатализа в сборках с полостями объясняются тем, что при схлопывании полости освобождается реактивность, связанная бором в исходной геометрии. Бор, размещенный вдоль границы большой центральной полости в АЗ, в исходной геометрии действует как мощный поглотитель нейтронов. Импульсия при вспышке делений во много раз уменьшает размеры борной оболочки, и в соответствии с уменьшением телесного угла видимости оболочки из представительных точек уранового массива ее роль как поглотителя нейтронов резко снижается. (Справедливость этого заключения очевидна, если слой бора является черным поглотителем замедленных нейтронов уже в исходной конфигурации или становится таковым на первых фазах импульсии.)

На примере несколькихборок с искусственными конфигурациями было показано, что при наличии в АЗ бора освобождаемая во время схлопывания полости реактивность может составлять 15–20% от $k_{\text{эф}}(0)$ [7].

Выше в роли материала, связывающего реактивность в сборках с большими полостями, использовался ^{10}B . Потенциально перспективными для этой цели могут быть также другие материалы, отличающиеся большими сечениями захвата тепловых и промежуточных нейтронов, — вещества типа гадолиния, самария, европия, гафния, кадмия.

Возможности этих материалов в роли средства связывания реактивности были оценены в статье [7] на основании простых статических расчетов. Рассматривались системы с кадмием и европием. Было получено, что в этих системах поглотитель связывает реактивность на уровне $\Delta k_{\text{эф}} = 0,11$ и 0,02. В системе с европием значение связываемой реактивности весьма внушительно, хотя и не достигает уровня эффекта в системе с ^{10}B . В системе с кадмием эффект поглотителя незначителен в сравнении с эффектами от ^{10}B и европия. Последний результат свидетельствует о недостаточной эффективности кадмия в роли поглотителя в рассматриваемых системах.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнены расчеты вспышек делений в критических сборках с большими центральными полостями. Прослежено влияние на энерговыделение различных заполнителей полости, включающих замедлитель и интенсивный поглотитель нейтронов.

В результате исследования наблюден своеобразный эффект скрытого автокатализа в полых системах с поглотителем нейтронов, приводящий к резкому возрастанию энерговыделения во вспышке. При этом показано, что:

- особенно интенсивно эффект скрытого автокатализа проявляется в критических сборках с отражателем нейтронов из тяжелого материала;

- в любых системах с отражателем или без отражателя наибольший эффект достигается в случае замедлителя из водорода и ^{10}B ;

- в качестве эффективных поглотителей нейтронов могут служить также европий и, возможно, гадолиний, самарий и гафний;

- эффект автокатализа резко возрастает с увеличением радиуса полости и с уменьшением начальной надкритичности системы.

Отмечено, что эффект скрытого автокатализа может во много раз увеличивать масштаб постулируемых аварий. Этот эффект следует учитывать, а его источники по-возможности исключать при проектировании

исследовательских реакторов и при постановке экспериментов на этих установках. Указанные рекомендации особенно актуальны для реакторов с отражателем нейтронов и внутренними полостями большого объема. Экранирование полости бором или иным сильным поглотителем в этом случае должно полностью исключаться.

Авторы благодарят Л. А. Кузьмину за помощь в проведении расчетов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Jankus V.Z. A theoretical study of destructive nuclear bursts in fast power reactors. — *Physics of fast and intermediate reactors*, 1961, vol. 3, p. 209–238.
2. Nicholson R.B. Methods for determining the energy release in hypothetical fast reactor meltdown accidents. — *Nucl.Sci.Engng.*, 1964, vol. 18, N 2, p. 207–219.
3. Stratton W.R., Colvin T.H., Lazarus R.B. Analysis of prompt excursions in simple systems and idealized fast reactors. — *Proc. of the Second Intern. Conf. of the Peaceful uses of Atomic Energy held in Geneva 1–13 Sept, 1958*, vol. 12, p. 196–206.
4. Хаммел Г., Окренг Д. Коэффициенты реактивности в больших энергетических реакторах на быстрых нейтронах. — М.: Атомиздат, 1975.
5. Hetrick D.L. Computer simulation of hypothetical criticality accidents in aqueous fissile solutions. — *Trans. Amer. Nucl. Soc.*, 1991, vol. 63, № 1, p. 226–228.

6. Pazsit I. Comment on the modeling of thin absorbers via δ -functions. — *Nucl.Sci.Engng.*, 1994, vol. 116, № 3, p. 223–225.

7. Колесов В.Ф., Босамыкин В.С., Хоружий В.Х., Юдинцев В.Ф. Ядерная безопасность критических сборок с поглотителем нейтронов в полости. — *Атомная энергия*, 1997, т. 83, вып. 2, с. 105–112.

8. Гончаров Г.А. Основные события истории создания водородной бомбы в СССР и США. — *УФН*, 1996, т. 166, N 10, с. 1095–1104. (См. также: G.A.Goncharov. Thermonuclear milestones. — *Physics Today*, November 1996, p. 44–61).

9. Харитон Ю.Б., Воинов А.М., Колесов В.Ф. и др. Аперриодические исследовательские импульсные реакторы. — *Вопросы современной экспериментальной и теоретической физики*. Л.: Наука, 1984, с. 103–119.

10. Kloverstrom F., Stillman D. An overview of the Super Kukla prompt-burst reactor. — *Proc. of the Intern. Topical Meeting on physics, safety and applications of pulse reactors held at Washington, November 13–17, 1994*, p. 51.

11. Елесин В.А., Трошиев В.Е., Федянин В.И., Юдинцев В.Ф. Численная методика и организация программы для решения многогруппового нестационарного кинетического уравнения. — *Комплексы программ математической физики*. Новосибирск, 1972, с. 18–23.

12. 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.

АВТОКАТАЛИЗ В ПОЛЫХ СБОРКАХ С АКТИВНЫМИ ЗОНАМИ ИЗ СМЕСИ УРАНА С ПОЛИЭТИЛЕНОМ

В. Ф. Колесов, Р. Я. Гатилова, Л. Ф. Гударенко, Г. Г. Иванова, Т. Г. Ивченко,
В. Г. Куделькин, С. В. Мжачих, Г. Г. Фарафонов, В. Х. Хоружий
(РФЯЦ-ВНИИЭФ)

Понятие "автокатализ" чаще всего связывают с химией и химической технологией. Обычно этим термином называют явление ускорения химической реакции под влиянием продуктов самой реакции, играющих роль катализатора. Соответственно в области реакторов термин "автокатализ" используется для обозначения явлений ускорения цепной ядерной реакции или увеличения энерговыделения в ядерной вспышке под влиянием изменений в среде реактора, вносимых самой цепной реакцией. Исследованиям возможных проявлений автокатализа в реакторах и критических сборках всегда придавалось важное значение, в особенности в аспекте безопасности этих устройств. Работы этой направленности публикуются с начала 60-х годов по настоящее время [1-4]. Исследуются автокаталитические явления, связанные как с геометрической перестройкой распределения материалов в реакторе [1,2,4], так и с чисто ядерными эффектами изменения сечений взаимодействия делящихся веществ с нейтронами [1,3].

В недавних работах [5,6] было прослежено влияние на энерговыделение в ядерных вспышках различных заполнителей внутренней полости активной зоны. Как оказалось, некоторые заполнители приводят к резкому возрастанию энерговыделения. Автокаталитический эффект проявляется в сборках со слоем поглотителя нейтронов, размещенным на периферии полости, и усиливается при заполнении остальной части полости замедлителем нейтронов. Особенно интенсивен эффект в сборках с отражателем из тяжелого материала. Относительное повышение энерговыделения во вспышке резко возрастает с увеличением радиуса полости и уменьшением начальной надкритичности сборки [5]. Было показано, что этот эффект потенциально повышает опасность работ на реакторных устройствах [6].

Цитированные выше работы относятся к быстрым системам с активными зонами из металлического урана. В настоящем докладе приведены результаты расчетов вспышек делений и эффекта автокатализа в сборках с замедленным спектром нейтронов, а именно в

сферических системах с активными зонами из гомогенной смеси урана 90%-ного обогащения по ^{235}U и полиэтилена, с показателем разбавления урана μ ($\text{H}/^{235}\text{U}$) в диапазоне от 5 до 100. Расчеты выполнялись с помощью многогрупповых (26 групп) нейтронно-газодинамических программ одномерного счета ARCTUR и NEPTUN. В программах использовались специально разработанные для смеси урана и полиэтилена уравнение состояния и соотношения связи пробегов излучения с плотностью и температурой среды активной зоны.

Следует отметить, что ранее для указанных систем с замедленным спектром нейтронов были выполнены лишь расчетные оценки реактивности, связываемой бором [5]. Было показано, что величина $\Delta k_{\text{эф}}$ — разница между значениями $k_{\text{эф}}$ в системе без бора и с бором — в этом случае может быть столь же значительной (~20%), как и в системе на быстрых нейтронах, что изменения $\Delta k_{\text{эф}}$ со степенью разбавления урана малы и максимальное значение $\Delta k_{\text{эф}}$ реализуется в сборке с $\mu = 100$.

ПРОГРАММЫ ARCTUR И NEPTUN

ARCTUR и NEPTUN являются программами одномерного расчета нейтронно-газодинамических процессов и параметров λ и $k_{\text{эф}}$ ядерных систем. Программа ARCTUR, введенная в эксплуатацию в 1996 году, ориентирована главным образом на расчет систем с большим энерговыделением. Программа NEPTUN была создана в 1995 году специально для расчета систем, работающих в режиме невзрывной цепной реакции. В настоящее время по программе NEPTUN можно также проводить расчеты систем с малым энерговыделением.

Программы ARCTUR и NEPTUN, созданные как совершенно независимые, в 1998 году были объединены в единый комплекс и в настоящее время отличаются лишь модулями расчета газовой динамики. Объединение в единый, написанный на языке FORTRAN-90 комплекс позволило:

— унифицировать задание входных данных, так что расчет задачи может проводиться по разным программам с единым файлом входных данных (кроме данных для газодинамических модулей);

— стандартизовать формат результатов расчета, что дало возможность легко сравнивать результаты.

Схемы расчета физических процессов в программах ARCTUR и NEPTUN одинаковы. На первом, "холодном" (т. е. без энерговыделения), этапе газодинамики требуется расчет только газодинамической задачи с учетом внешних источников энергии. На втором, "горячем", этапе газодинамическая и нейтронная задачи связаны энерговыделением и должны решаться совместно. Начало этой фазы задается либо по времени, либо при наступлении какого-то события: фокусировки ударной волны, выхода ударной волны на лагранжевы радиус и т. п. Предусматривается расчет и третьего этапа — стадии разлета, когда энерговыделение уже закончено и требуется продолжение лишь газодинамического расчета.

Таким образом, ARCTUR и NEPTUN — это программы сквозного счета, в которых нейтронные расчеты могут проводиться только на конечном временном интервале, как во всей системе, так и лишь в некоторой лагранжевой зоне. Пространственная сетка и шаги по времени в нейтронной задаче могут отличаться от тех, что используются при расчете газодинамики.

Задача размножения и распространения нейтронов в обеих программах решается в кинетическом многогрупповом приближении с учетом анизотропии рассеяния. Уравнение переноса решается в лагранжевой системе координат с помощью DS_n -метода, в котором наряду с традиционным вариантом запрограммированы и его модификации с улучшенными аппроксимирующими свойствами.

Константное обеспечение комплекса включает в себя архив систем многогрупповых констант, полученных на основе отечественных и зарубежных библиотек оцененных данных [7], и пакет вспомогательных подпрограмм.

Расчеты по программам ARCTUR и NEPTUN направлены главным образом на определение энерговыделения и нейтронного выхода систем. Однако имеется также возможность расчета выхода γ -квантов.

В программе ARCTUR для расчета газодинамических процессов неоднородной среды с учетом влияния лучистой теплопроводности используется программа И-Н [8]. Исходная система уравнений газовой динамики дополняется выражениями для уравнений состояния и пробегов излучения, являющихся функциями плотности и температуры. Для определения уравнений состояния и пробегов используется пакет УРС-ОФ [9]. При необходимости программа И-Н может рассчитывать также односторонние нейтронные критические параметры. Имеется также возможность численного моделирования процессов турбулентного перемешива-

ния веществ на основе однопоточковой (диффузионной) физической модели [10]. Газодинамическая и турбулентная системы уравнений на временном шаге решаются раздельно, но включены в итерационный цикл для сохранения баланса между кинетической, внутренней и турбулентной энергиями.

Расчет динамики твердого тела в комплексе NEPTUN основан на алгоритмах программы УП [11], позволяющей рассчитывать в лагранжевой системе координат:

— неуставившиеся течения сплошной среды, сопровождающиеся эффектами сжимаемости, детонации и фазовых переходов вещества при воздействии ударных нагрузок;

— упругопластическое деформирование сплошной среды с возникновением радиального и тангенциального разрушений;

— диффузию тепла;

— разогрев вещества от внешнего источника энергии.

Система из уравнения движения с учетом псевдовязкости и уравнения неразрывности аппроксимируется в программе УП явной схемой "крест". Движение среды определяется тензором напряжений. Для расчета тепловых нагрузок, возникающих в ударной волне, используется уравнение теплопроводности с произвольной зависимостью коэффициента теплопроводности от термодинамических параметров. Эффект сжимаемости пористых сред, а также фазовые переходы учитываются через уравнения состояния. Расчет упругопластических деформаций возможен либо на основе соотношений закона пластического течения Прандтля-Рейса с зависимостью предела текучести от термодинамических параметров, либо по дислокационной модели релаксации касательных напряжений. Уравнение рассчитывается по неявной схеме методом протонки. Необходимые граничные условия задаются в виде аналитической зависимости либо как табличные функции.

Для расчета уравнений состояния смеси урана с полиэтиленом использовалась модель термодинамически равновесной гетерогенной среды, предполагающая равенство давления и температуры компонентов смеси и аддитивность внутренней энергии и удельного объема с учетом массовых концентраций компонентов. Значения массовых концентраций, соответствующих различным значениям параметра λ для урана 90%-ного обогащения по ^{235}U ($\lambda = N(^{235}\text{U})$), приведены в табл. 1.

Для расчета лучистой теплопроводности для каждой смеси строилась сетка опорных точек по комплексу THERMOS [12].

Предварительные расчеты по комплексу ARCTUR показали, что температура смеси для рассматриваемых систем с большими значениями λ не превышает 10 эВ. Поэтому в дальнейших расчетах этих систем лучистая теплопроводность не учитывалась.

Таблица 1

Массовые доли урана и полиэтилена в зависимости от параметра λ

n	α_U	α_{CH_2}	n	α_U	α_{CH_2}
5	0,881733	0,118267	100	0,271548	0,728452
10	0,788482	0,211518	200	0,157104	0,842896
20	0,650822	0,349178	500	0,069382	0,930618

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА

С помощью представленных выше программ выполнены расчеты вспышек делений в сферически-симметричных сборках с активными зонами из гомогенной смеси урана 90%-ного обогащения по ^{235}U и полиэтилена. Рассчитывались сборки без отражателя нейтронов и с вольфрамовым отражателем, без бора в полости и с ^{10}B (рис. 1, 2). Радиус центральной полости равнялся 5,5 или 12 см, толщина вольфрамового отражателя – 5 см, слоя ^{10}B – 0,5 см. Плотность вольфрама принималась равной $19,35 \text{ г/см}^3$, ^{10}B – $2,34 \text{ г/см}^3$, парциальная плотность урана в механической смеси урана и полиэтилена $18,7 \text{ г/см}^3$, полиэтилена – $0,92 \text{ г/см}^3$.



Рис. 1. Конфигурации сборок без отражателя нейтронов:
1 – смесь урана и полиэтилена; 2 – полость; 3 – ^{10}B

В расчетах варьировались показатель разбавления урана (отношение $\text{H}/^{235}\text{U}$), диаметр центральной полости и начальное значение $k_{\text{эф}}$. Изначально сборки являлись надкритическими и содержали 10^{15} нейтронов,

распределенных по собственной функции, соответствующей определенному значению постоянной размножения нейтронов. Требуемые $k_{\text{эф}}(0)$ подбирались путем варьирования начального радиуса активной зоны. В расчетах вспышек делений предполагали, что начальная реактивность вводится мгновенно.

Параметры начальных конфигураций рассчитываемых сборок и некоторые параметры вспышек делений, полученные в результате расчетов с помощью программы ARCTUR, представлены в табл. 2. В качестве параметров вспышек делений приведены макси-

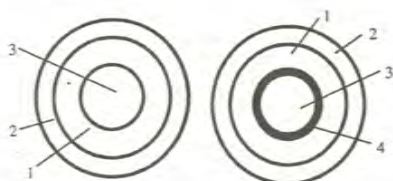


Рис. 2. Конфигурации сборок с отражателем нейтронов:
1 – смесь урана и полиэтилена; 2 – вольфрамовый отражатель; 3 – полость; 4 – ^{10}B

мальная средняя температура смеси урана и полиэтилена в активной зоне, ширина вспышки делений на половине высоты и энерговыделение за вспышку. В табл. 3 на примере четырех сборок проведено сравнение энерговыделений E и начальных значений λ , полученных независимо в расчетах по программам ARCTUR и NEPTUN.

На рис. 3, 4 в качестве примеров показаны рассчитанные зависимости от времени мощности энерговыделения и постоянной размножения нейтронов λ в сборках задач № 5025, 5026, 5049, 5050. Эти задачи относятся к системам с $n = 20$, $k_{\text{эф}} = 1,05$, к вариантам с отражателем как с малой, так и большой полостью.

Таблица 2.

Параметры начальных конфигураций и вспышек делений в сборках с показателем разбавления урана $n = 100, 20, 10$ и 5

Номер задачи	Состав и внешний радиус области, см:				Масса урана, кг	$k_{эф}$	$T, \text{эВ}$	$\theta_{1/2}, \text{мкс}$	$E, \text{МДж}$
	Область 1	Область 2	Область 3	Область 4					
$n = 100$									
5045	Пустота 5,5	$\text{U}+\text{CH}_2$ 12,492	W 17,492	11	2,52	1,03	0,0421	-	17,9
5046	Пустота 5,0	^{10}B 5,5	$\text{U}+\text{CH}_2$ 14,099	W 19,099	3,73	1,03	0,0446	-	41,7

Номер задачи	Состав и внешний радиус области, см:				Масса урана, кг	$k_{эф}$	$T, \text{эВ}$	$\theta_{1/2}, \text{мкс}$	$E, \text{МДж}$
	Область 1	Область 2	Область 3	Область 4					
$n = 100$									
5067	Пустота 12,0	U+CH ₂ 19,455	—	—	7,96	1,03	0,0571	12830	45,4
5070	Пустота 11,5	¹⁰ B 12,0	U+CH ₂ 21,904	—	12,41	1,03	0,0875	995	119,2
5057	Пустота 12,0	U+CH ₂ 17,437	W 22,437	—	5,05	1,03	0,160	3800	97,8
5058	Пустота 11,5	¹⁰ B 12,0	U+CH ₂ 19,915	W 24,915	8,72	1,03	0,404	1850	390
5044	Пустота 5,5	U+CH ₂ 12,725	W 17,725	—	2,68	1,05	0,0769	2640	25,5
5043	Пустота 5,0	¹⁰ B 5,5	U+CH ₂ 14,347	W 19,347	3,94	1,05	0,142	2180	57,8
5066	Пустота 12,0	U+CH ₂ 19,663	—	—	8,30	1,05	0,0819	855	73,7
5069	Пустота 11,5	¹⁰ B 12,0	U+CH ₂ 22,156	—	12,93	1,05	0,111	677	167
5055	Пустота 12,0	U+CH ₂ 17,623	W 22,623	—	5,29	1,05	0,192	2900	128
5056	Пустота 11,5	¹⁰ B 12,0	U+CH ₂ 20,145	W 25,145	9,11	1,05	0,335	1680	488
5039	Пустота 5,5	U+CH ₂ 13,354	W 18,354	—	3,13	1,10	—	—	54,2
5040	Пустота 5,0	¹⁰ B 5,5	U+CH ₂ 15,007	W 20,007	4,54	1,10	0,252	1620	123
5065	Пустота 12,0	U+CH ₂ 20,222	—	—	9,24	1,10	0,120	4190	130
5068	Пустота 11,5	¹⁰ B 12,0	U+CH ₂ 22,830	—	14,37	1,10	0,139	3160	250
5053	Пустота 12,0	U+CH ₂ 18,127	W 23,127	—	5,98	1,10	0,297	1960	238
5054	Пустота 11,5	¹⁰ B 12,0	U+CH ₂ 20,762	W 25,762	10,21	1,10	0,748	1490	869

 $n = 20$

5037	Пустота 5,5	U+CH_2 12,593	W 17,593	—	12,07	1,03	—	—	44,3
5038	Пустота 5,0	^{10}B 5,5	U+CH_2 13,968	W 18,968	16,87	1,03	—	—	165
5061	Пустота 12,0	U+CH_2 19,836	—	—	40,05	1,03	0,0689	2260	59,8
5064	Пустота 11,5	^{10}B 12,0	U+CH_2 21,981	—	58,61	1,03	0,101	1840	135
5051	Пустота 12,0	U+CH_2 17,432	W 22,432	—	23,52	1,03	0,337	950	209
5052	Пустота 11,5	^{10}B 12,0	U+CH_2 19,611	W 24,611	38,32	1,03	2,002	520	2082

Номер задачи	Состав и внешний радиус области, см:				Масса урана, кг	$k_{эф}$	$T, \text{эВ}$	$\theta_{1/2}, \text{мкс}$	$E, \text{МДж}$
	Область 1	Область 2	Область 3	Область 4					
	Пустота 5,5	$\text{U}+\text{CH}_2$ 12,883	W 17,883	—	13,00	1,05	0,304	660	100
5025	Пустота 5,0	^{10}B 5,5	$\text{U}+\text{CH}_2$ 14,270	W 19,270	18,06	1,05	0,700	590	305
5026	Пустота 12,0	$\text{U}+\text{CH}_2$ 20,097	—	—	42,11	1,05	0,0997	1270	95,3
5060	Пустота 11,5	^{10}B 12,0	$\text{U}+\text{CH}_2$ 22,291	—	61,61	1,05	0,162	1090	221
5063	Пустота 12,0	$\text{U}+\text{CH}_2$ 17,663	W 22,663	—	24,93	1,05	0,605	680	422
5049	Пустота 11,5	^{10}B 12,0	$\text{U}+\text{CH}_2$ 19,889	W 24,889	40,47	1,05	3,012	490	3580
5050	Пустота 5,5	$\text{U}+\text{CH}_2$ 13,676	W 18,676	—	15,76	1,10	—	—	531
5041	Пустота 5,0	^{10}B 5,5	$\text{U}+\text{CH}_2$ 15,094	W 20,094	21,57	1,10	2,205	409	1522
5042	Пустота 12,0	$\text{U}+\text{CH}_2$ 20,808	—	—	47,99	1,10	0,240	654	288
5059	Пустота 11,5	^{10}B 12,0	$\text{U}+\text{CH}_2$ 23,128	—	70,15	1,10	0,554	470	959
5062	CH_2 , $p = 0,92$ 11,5	^{10}B 12,0	$\text{U}+\text{CH}_2$ 23,128	—	70,15	1,10	0,692	~	1568
5062*	Пустота 12,0	$\text{U}+\text{CH}_2$ 18,298	W 23,298	—	28,99	1,10	1,867	470	1759
5047	Пустота 11,5	^{10}B 12,0	$\text{U}+\text{CH}_2$ 20,646	W 25,646	46,62	1,10	5,848	360	11522
5048									

 $n = 10$

5077	Пустота 12,0	$\text{U}+\text{CH}_2$ 20,199	—	—	79,19	1,05	0,177	478	199
5078	Пустота 11,5	^{10}B 12,0	$\text{U}+\text{CH}_2$ 22,170	—	111,48	1,05	0,54	386	833

 $n = 5$

5075	Пустота 12,0	$\text{U}+\text{CH}_2$ 19,662	—	—	123,63	1,05	0,974	164	1172
5076	Пустота 11,5	^{10}B 12,0	$\text{U}+\text{CH}_2$ 21,295	—	166,90	1,05	—	—	6217* 6484**

*Без учета зависимости пробегов излучения от плотности и температуры среды.

** С учетом зависимости пробегов излучения от плотности и температуры среды.

Таблица 3

Сравнение результатов расчета по двум программам

Номер сборки	Программа	λ , мкс ⁻¹	E, МДж
5025	ARCTUR	0,0346	100
	NEPTUN	0,0346	103
5026	ARCTUR	0,0393	305
	NEPTUN	0,0393	309
5049	ARCTUR	0,0268	422
	NEPTUN	0,0263	418
5050	ARCTUR	0,0398	358
	NEPTUN	0,0391	356

АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ РАСЧЕТА

В представленных на рис. 3, 4 и в табл. 3 данных прежде всего обращает на себя внимание хорошее согласие независимых результатов программ ARCTUR и NEPTUN. Указанный факт внушает должную уверенность в достоверности этих результатов. Как видно из табл. 2, энерговыделение за вспышкой значительно возрастает с введением в полость ¹⁰B; таким образом, эффект автокатализа определенно проявляет себя и в случае рассматриваемых сборок. Эффект становится заметно более выраженным с уменьшением показателя разбавления урана λ . Показано, что ввиду низких температур учет специальных соотношений связи пробегов излучения с плотностью и температурой среды активной зоны не приводит к заметному изменению параметров вспышек делений (см. данные для сборки 5076 в табл. 2). Данные, полученные для сборок с замедленным спектром нейтронов, в основном повторяют зависимости, установленные ранее для сборок на быстрых нейтронах [5]. Так, и в сборках с замедленным спектром нейтронов эффект автокатализа более интенсивен в сборках с отражателем нейтронов; эффект существенно возрастает с увеличением радиуса полости.

Вместе с тем в проявлениях автокатализа сборок с замедленным спектром нейтронов наблюдается ряд существенных особенностей.

Во-первых, в сравнении со сборками на быстрых нейтронах масштаб возрастания энерговыделения за вспышкой при введении в полость бора здесь значительно скромнее. Так, при $k_{\text{эф}} = 1,05$ и полости радиусом 12 см в быстрой сборке из металлического урана с вольфрамовым отражателем в результате введения бора наблюдалось 230-кратное возрастание энерговыделения, а в аналогичной сборке из смеси урана с полиэтиленом — только 4-кратное и 8-кратное при показателе разбавления урана λ , равном соответственно 100 и 20.

Указанная разница в поведении сборок на быстрых нейтронах и сборок на замедленных нейтронах

объясняется тем, что в последних реализуется практически безынерционная форма температурного гашения реактивности, тогда как в первых она резко инерционна. При рассматриваемых здесь масштабах надкритичности энерговыделение во вспышках быстрых сборок примерно пропорционально третьей степени $\Delta k_{\text{эф}} = (k_{\text{эф}} - 1)$, а во вспышках сборок на замедленных нейтронах — первой степени $\Delta k_{\text{эф}}$ (последнее легко проверяется с помощью данных табл. 2).

Второй существенной особенностью эффекта автокатализа в сборках с замедленным спектром нейтронов является его явная в этом случае выраженность, заключающаяся в реальном для сборок с поглотителем и отражателем росте λ (и $k_{\text{эф}}$) на начальном участке зависимости этого параметра от времени (см. рис. 4). Применительно к быстрым сборкам подобная зависимость λ и $k_{\text{эф}}$ от времени имеет место лишь в единичных вариантах расчета, в большинстве же случаев наблюдается монотонное падение λ и $k_{\text{эф}}$. В быстрых сборках автокатализ проявляется в результате затягивания фазы положительных значений λ (т. е. в результате роста числа набранных поколений) и по этой причине может называться эффектом "скрытого автокатализа". Применительно к рассматриваемым здесь сборкам эпитет "скрытый" может быть сохранен лишь в отношении сборок без отражателя.

Третья особенность эффекта автокатализа в сборках с замедленным спектром нейтронов заключается в сравнительно не сильной его зависимости от свойств замедлителя в полости. Сказанное иллюстрируется приведенными в табл. 2 данными расчетов под номерами 5062 и 5062*. Видно, что заполнение полости сборки полиэтиленом повышает энерговыделение во вспышке только в 1,6 раза. В быстрых сборках роль замедлителя нейтронов в полости несравненно более значительна.

Полная совокупность расчетных данных для сборок с замедленным спектром нейтронов однозначно свидетельствует о значительном и четко выраженном проявлении эффекта автокатализа в этих системах и о сравнительно умеренном его влиянии на выход энергии во вспышках делений. Можно констатировать в итоге, что в аспекте ядерной безопасности эффект автокатализа для реакторов с замедленным спектром нейтронов существенно менее опасен, чем для реакторов на быстрых нейтронах.

В аспекте возможных практических применений рассмотренных здесь систем — прежде всего в качестве мощных импульсных источников нейтронного- и гамма-излучения — могут оказаться ценными такие их свойства, как относительно небольшая масса необходимого для них урана, длительность импульса излучения порядка сотен микросекунд и высокий выход гамма-излучения.

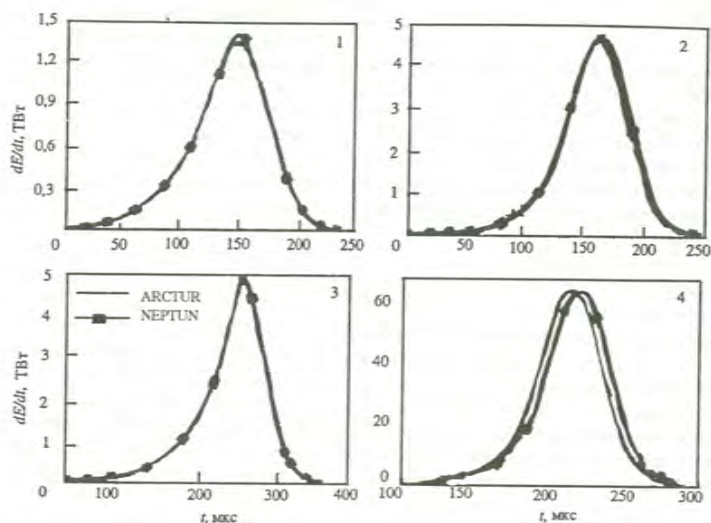


Рис. 3. Зависимость от времени мощности энерговыделения dE/dt в задачах 5025 (1) (сборка без бора, радиус полости 5,5 см); 5026(2) (с бором, радиус полости 5,5 см); 5049(3) (без бора, радиус полости 12 см); 5050(4) (с бором, радиус полости 12 см)

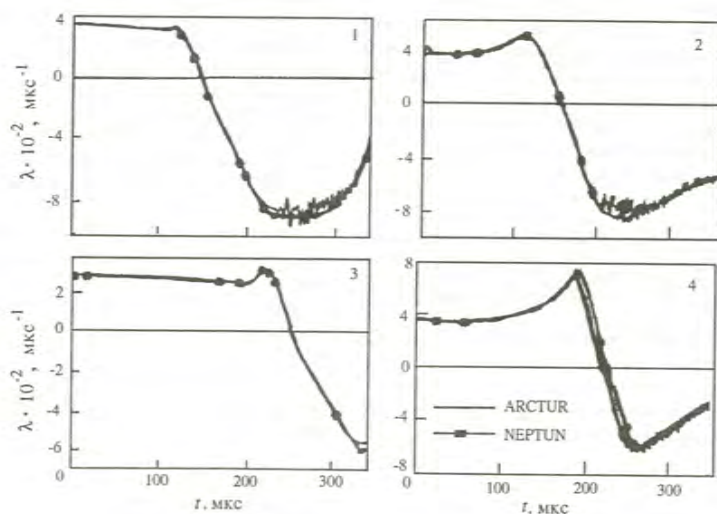


Рис. 4. Зависимость от времени постоянной размножения нейтронов λ в задачах 5025 (1) (сборка без бора, радиус полости 5,5 см); 5026(2) (с бором, радиус полости 5,5 см); 5049(3) (без бора, радиус полости 12 см); 5050(4) (с бором, радиус полости 12 см)

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С помощью нейтронно-газодинамических программ ARCTUR и NEPTUN выполнены расчеты всплеск делений и эффекта автокатализа в надкритичных полых сборках делящихся веществ с замедленным спектром нейтронов, а именно в содержащих поглотитель нейтронов сборках с активной зоной из смеси урана 90%-ного обогащения и полиэтилена, с показателем разбавления урана ($H^{235}U$) от 5 до 100. В итоге расчетов и анализа их данных:

- показаны четкие проявления автокатализа в сборках на замедленных нейтронах;
 - установлен ряд существенных отличий эффекта автокатализа в сборках на замедленных нейтронах и в сборках на быстрых нейтронах;
 - в сравнении со сборками на быстрых нейтронах масштаб возрастания энерговыделения за вспышку в результате введения в полость бора в сборках на замедленных нейтронах значительно снижен;
 - эффект автокатализа в сборках на замедленных нейтронах во многих случаях имеет классически выраженную форму в виде реального роста со временем λ (и $k_{\text{эф}}$);
 - эффект автокатализа в сборках на замедленных нейтронах слабо зависит от свойств замедлителя в полости;
 - показано, что в аспекте ядерной безопасности эффект автокатализа для реакторов с замедленным спектром нейтронов существенно менее опасен, чем для реакторов на быстрых нейтронах;
 - отмечено, что в плане возможных практических применений рассмотренных систем могут быть ценными такие их свойства, как относительно небольшая масса урана, длительность импульса излучений порядка сотен микросекунд и высокий выход гамма-излучения.
- Авторы благодарят Б. М. Дзюбу, Л. А. Кузмину, Н. И. Леонову, С. В. Пантюшину, З. В. Сураеву, В. Ф. Юдинцева за помощь в постановке и проведении расчетов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Nicholson R.B. Methods for determining the energy release in hypothetical fast reactor meltdown accidents. — Nucl.Sci.Engng., 1964, vol. 18, № 2, p. 207–219.

2. Хаммел Г., Окренит Д. Коэффициенты реактивности в больших энергетических реакторах на быстрых нейтронах. — М.: Атомиздат, 1975.

3. Hetrick D.L. Computer simulation of hypothetical criticality accidents in aqueous fissile solutions. — Trans. Amer. Nucl. Soc., 1991, vol. 63, № 1, p. 226–228.

4. Pázsit I. Comment on the modeling of thin absorbers via δ -functions. — Nucl.Sci.Engng., 1994, vol. 116, № 3, p. 223–225.

5. Колесов В.Ф., Босамыкини В.С., Хоружий В.Х., Юдинцев В.Ф. Ядерная безопасность критических сборок с поглотителем нейтронов в полости. — Атомная энергия, 1997, т. 83, вып. 2, с. 105–112.

6. Колесов В.Ф., Хоружий В.Х., Юдинцев В.Ф. Реактивные эффекты (автокатализ) в импульсных реакторах БР-1 и БР-К1. — Атомная энергия, 1998, т. 85, вып. 3, с. 179–186.

7. Гребенников А.Н., Фарафонов Г.Г. Архив оцененных данных BEND. — ВАНТ. Сер. Математическое моделирование физических процессов, 1994, вып. 2, с. 65–71.

8. Гатилова Р.Я., Ивченко Т.Г., Леонова Н.И. и др. Программа численного интегрирования уравнений газовой динамики и теплопроводности в пакете "Одномерный комплекс" (Программа И-Н-ОК). — ВАНТ. Сер. Методики и программы численного решения задач математической физики, 1984, вып. 1(15), с. 49–54.

9. Воронов Е.Г., Каплунов М.И., Кленова В.И. и др. Единая унифицированная система расчета термодинамических функций уравнения состояния. — ВАНТ. Сер. Математическое моделирование физических процессов, 1993, вып. 1, с. 44–47.

10. Никифоров В.В. Турбулентное перемешивание на контактной границе разноплотных сред. — ВАНТ. Сер. Теоретическая и прикладная физика, 1985, вып. 1, с. 3–8.

11. Гаврилов Н.Ф., Иванова Г.Г., 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.

12. Third International Opacity Workshop & Code Comparison Study Work. MPI fur Quantenoptik, Garching, august, 1995.

ПРЯМОДЕЙСТВУЮЩАЯ БЫСТРАЯ АВАРИЙНАЯ ЗАЩИТА РЕАКТОРА С ДАТЧИКОМ НЕЙТРОНОВ НА ОСНОВЕ ЯДЕРНО-ОПТИЧЕСКОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ

М. И. Кувшинов, И. Г. Смирнов, А. М. Воинов, Л. Е. Довбыш
(РФЯЦ-ВНИИЭФ)

В РФЯЦ-ВНИИЭФ в 60-90 годы создан парк импульсных ядерных реакторов различных типов [1]. Они используются в качестве мощных источников проникающих излучений в физико-технических, радиационно-химических, биофизических и других подобных исследованиях.

Для генерации импульса мощности реактор из состояния, близкого к критическому (на запаздывающих нейтронах), должен "скачком" переводиться в состояние выше мгновенной критичности, т. е. в нем специально создаются условия, которые в обычной реакторной технике классифицируются как реактивная авария.

Первым условием для обеспечения безопасности при работе в таком режиме после генерации требуемого импульса мощности длительностью 10^{-2} – 10^{-4} с является автоматический перевод реактора в состояние с $K_{эф} < 1$.

Второе условие – выбор величины избыточной реактивности на мгновенных нейтронах деления, необходимой для генерации всплески делений, но не превышающей некоторого предельно-допустимого значения, установленного для каждого типа реактора и строго контролируемой при подготовке к работе.

Первое из названных выше условий обеспечивает традиционными методами системы управления и защиты (СУЗ) реактора, когда органы безопасности перемещаются под действием силы тяжести при превышении заданных установок по потоку нейтронов, температуре деталей активной зоны (АЗ) и других технологических параметров.

Второе условие по реализации заданного периода разгона мощности целиком определяется профессиональной квалификацией оператора, выполняющего предварительную калибровку реактора, и поэтому имеет "человеческую" надежность.

Для аварийной защиты реактора по периоду разгона в диапазоне 10^{-5} – 10^{-3} с была разработана и испытана на импульсном реакторе БИР-2М быстродей-

ствующая система, содержащая специальное ускоряющее устройство взрывного действия и систему контроля периода разгона мощности и выдачи электрических сигналов на задействование капсулы детонатора.

Схема реактора БИР-2М представлена на рис. 1.

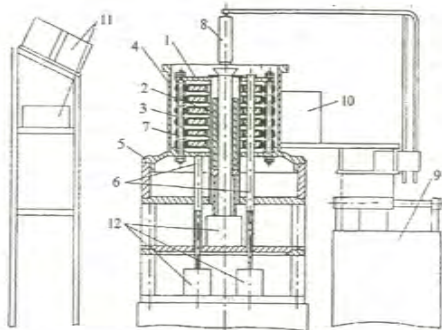


Рис. 1. Схематическое изображение стэнда реактора БИР-2М: 1 – АЗ; 2 – блок безопасности; 3 – урановые диски в герметичных чехлах; 4 – кадмиевый экран; 5 – опора АЗ; 6 – регулирующие стержни; 7 – шпильки, скрепляющие диски АЗ; 8 – загрузочный контейнер центрального канала АЗ; 9 – стэнд для образцов, размещаемых сбоку от АЗ; 10 – облучаемые образцы; 11 – нейтронные детекторы; 12 – приводы устройства, регулирующего реактивность

Активная зона собрана из шести дисков с наружным диаметром 22 см и высотой 3,1 см, изготовленных из уран-молибденового сплава (85% обогащение по изотопу ^{235}U и 6% Mo). Диски имеют центральное отверстие диаметром 8,5 см, куда вводится блок безопасности и элементы быстродействующей АЗ (БАЗ), и четыре меньших отверстия для стержней регулирования. Высота АЗ 21,7 см, общая масса уран-молибденового сплава 121 кг. Конструкция системы управления БИР-2М обеспечивает возможность генерирования

импульса мощности путем выстреливания в активную зону одного регулирующего (импульсного) стержня, а штатная аварийная защита гарантирует сброс остальных стержней регулирования и блока безопасности за время $\sim 0,1$ с.

Номинальный импульс делений характеризуется полным энерговыделением 3 МДж (10^{17} делений), повышением температуры деталей в центральной части АЗ до 300°C , шириной импульса мощности на полувысоте 55 мкс, минимальным периодом нарастания мощности ~ 20 мкс.

Полное время протекания цепной реакции деления от момента создания требуемой надкритичности ($\sim 1 \beta_{\text{эф}}$) до достижения максимальной мощности $\sim 10^4$ МВт составляет ~ 500 мкс.

Для быстрой остановки реактора за время ~ 200 мкс в момент его разгона разработан и испытан механизм БАЗ [2], обеспечивающий выстреливание полиэтиленового стерженька массой 10 г с помощью подрыва заряда ВВ массой менее 1 г. Перемещение "пули" из центра АЗ на периферию за время ~ 200 мкс уменьшает реактивность системы на $\sim 0,3 \beta_{\text{эф}}$ и резко ограничивает развитие цепной реакции в реакторе (рис. 2).

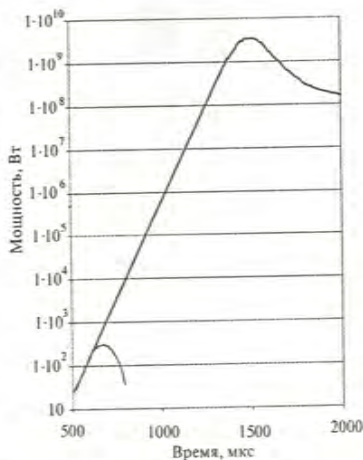


Рис. 2. Зависимость мощности реактора от времени в номинальном режиме и режиме ограничения мощности БАЗ

Система управления БАЗ включает систему непрерывного контроля потока нейтронов из АЗ и интеллектуальное устройство, производящее по нейтронам измерения расчеты периода разгона, сравнение с допустимыми значениями и выработку сигналов на срабатывание детонаторов.

К детекторам нейтронов, применяющихся в системах аварийной защиты, предъявляются высокие требования по их стойкости к воздействию высоких уровней гамма-нейтронного облучения. Детектор должен удовлетворять одному из основных требований, предъявляемых к аварийному датчику, — функционированию непосредственно от режимного параметра [3]. Для энергетических реакторов таким параметром является плотность потока нейтронов, при этом нейтронный датчик должен обладать низкой чувствительностью к уровню гамма-фона и высокой электрофоновой устойчивостью.

К настоящему времени наибольшее распространение в качестве детекторов нейтронов на реакторах получили камеры деления [4]. В качестве альтернативы камерам деления мы предложили [5] и получили финансирование МНТЦ на проект (№ 511) по созданию детекторов на основе преобразования энергии осколков деления в оптическое излучение в газовых люминесцирующих средах. При схожих проблемах технологии изготовления и ресурса ядерно-оптические детекторы имеют ряд выгодных отличий: отсутствие напряжения питания на датчике; бескабельный вывод сигнала из АЗ реактора; возможность разветвления сигнала с датчика на различные приемники без ухудшения характеристик надежности канала; возможность управления с помощью оптического сигнала датчика непосредственно силовым фотоэлектронным ключом, который размыкает электрические цепи средств аварийной защиты; возможность производить оценку плотности потока нейтронов при полном отключении электропитания визуально по яркости и цвету свечения экранов, облучаемых оптическим сигналом датчика.

Газовые ядерно-оптические преобразователи (ЯОП) могут работать как детекторы ядерных частиц [6] в различных режимах. При малых потоках используется счетный сцинтилляционный режим детектора, когда плотность потока регистрируемых частиц пропорциональна частоте импульсов с фотоприемного устройства детектора. Предельная плотность потока частиц в счетном режиме может составлять величину $10^7 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ и ограничивается в основном возможностями аппаратуры и частотными характеристиками кабельных коммуникаций. При дальнейшем увеличении потока частиц сцинтиллятор переходит из режима отдельных различаемых последующей аппаратурой импульсов света в режим квазинепрерывного радиолюминесцентного свечения, мощность люминесценции линейно зависит от мощности энерговода в газ и от плотности потока облучающих нейтронов.

В качестве порогового датчика нейтронного потока в БАЗ можно использовать ЯОП, работающий в режиме лазерной генерации. В литературе такие устройства получили название "лазеры с ядерной накач-

кой" (см., например, [7]). Они обладают запасом энергии, достаточным для задействования взрывного устройства путем инициирования ВВ через светодетектор. Это позволяет построить систему БАЗ (рис. 3), которой не требуется какой-либо источник питания, без использования электрических сигналов, проводных и кабельных каналов передачи информации, что повышает надежность аварийной защиты в целом. Порог срабатывания лазерного ЯОП можно изменять выбором активной среды, длины волны генерации, а также изменением активной длины резонатора или коэффициентов отражения зеркал.

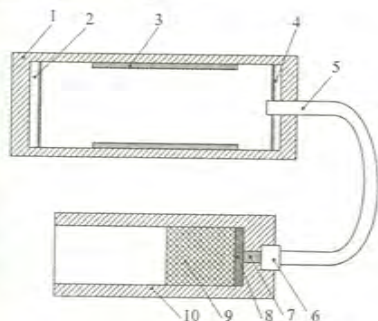


Рис. 3. Макет системы аварийной остановки реактора с детектором на основе ЯОП: 1 — корпус датчика; 2, 4 — зеркала резонатора; 3 — источник осколков деления; 5 — световод; 6 — светодетонатор; 7 — передаточный заряд; 8 — метательный заряд; 9 — полиэтиленовая пуля; 10 — ствол

Одним из направлений конверсии РФЯЦ-ВНИИЭФ являются исследования в области повышения безопасности объектов ядерной энергетики. В этом плане ведется поиск путей создания прямодействующей системы аварийной остановки реактора (САО). Обычно при возникновении аварийных сигналов, вы-

зывающих срабатывание системы САО, движение "черных" стержней осуществляется под действием силы тяжести. Это движение происходит в потоке теплоносителя, поэтому для ускорения аварийных стержней применяются различного рода силовые устройства (тяги, гидравлика и др.) [3]. Разработанная БАЗ может служить техническим макетом САО с газодинамическими ускорителями, использование которых позволяет значительно повысить быстродействие и синхронность работы элементов САО.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Khariton Yu.B., Voinov A.M., Kolesov V.F. et al. Overview of VNIIEF pulsed reactors. — Proceedings of International Embedded Topical Meeting "Physics, Safety and Applications of Pulse Reactors." November 13-17, 1994, Washington, D.C., p. 22-24.
2. Kuvshinov M.I., Smirnov I.G., Rudakov G.P. et al. Researches on Nuclear Critical Safety on BIR-2M Pulse Reactor. — Proceedings of the sixth International Conference on Nuclear Criticality Safety, France, 1999, p. 1206-1214.
3. Ионайтис Р.Р. Нетрадиционные средства управления ядерными реакторами. — М.: Изд-во МГТУ им. Н. Э. Баумана, 1992.
4. Малышев Е.К., Засадыч Ю.Б., Стабровский С.А. Газоразрядные детекторы для контроля ядерных реакторов. — М.: Энергоатомиздат, 1991.
5. Предложение ВНИИЭФ по проекту МНТЦ № 511 "Разработка и создание систем контроля нейтронного потока энергетического реактора на основе ядерно-оптических преобразователей", 1995.
6. Калашникова В.И., Козодаев М.С. Детекторы элементарных частиц. — М.: Наука, 1966, с. 207-208.
7. Sinyanskii A.A., Melnikov S.P. Research on development of continuous nuclear-laser setups in VNIIEF. — Proceedings SPIE, 1998, vol. 3686, p. 43-55.

АВАРИЙНАЯ ДОЗИМЕТРИЯ ПРИ ПРОВЕДЕНИИ РАБОТ НА ИМПУЛЬСНЫХ РЕАКТОРАХ И СТЕНДАХ ДЛЯ КРИТИЧЕСКИХ СБОРОК

Л. Ф. Беловодский, А. А. Осеев, Е. Ю. Тарасова, Г. Ф. Ходалев
(РФЯЦ-ВНИИЭФ)

В РФЯЦ-ВНИИЭФ развернута система индивидуальной аварийной дозиметрии, разработанная в 70-х годах в Институте биофизики (ИБФ) МЗ РФ и внедренная на всех ядерно-опасных предприятиях Минатома. Эта система индивидуального аварийного контроля обеспечивает получение информации о поглощенной дозе аварийного облучения с погрешностью не более $\pm 20\%$ в диапазоне до 10 Гр для γ -излучения и до 50 Гр для нейтронного излучения. Ее основой является известный индивидуальный аварийный дозиметр ГНЕЙС.

В соответствии с ЕТ ИДК [1] индивидуальные дозиметры должны удовлетворять целому ряду требований (см. табл. 1). Эти требования являются критерием оценки пригодности к применению существующих дозиметров в качестве аварийных, а также при разработке новых систем.

Используемый в настоящее время комплект дозиметров ГНЕЙС практически полностью удовлетворяет вышеизложенным требованиям. Однако недостатки данной системы также хорошо известны специалистам в области аварийной дозиметрии.

Именно поэтому сотрудники отделения радиационной безопасности совместно с сотрудниками НПО НИОПИК и ИЯИ АН Украины разработали новые аварийные системы, такие, как химические индивидуальные дозиметры и полупроводниковые дозиметры аварийного облучения [2].

Химический индивидуальный дозиметр (ХИД).
Цветовой дозиметр аварийных доз был разработан как базовый образец аварийного дозиметра γ -нейтронного излучения для персонала ядерно-опасных участков и установок, на которых используются или производятся делящиеся материалы, а также для персонала АЭС.

Таблица 1

Требования, предъявляемые к индивидуальным аварийным дозиметрам

Требуемый параметр	Фотоны	Нейтроны
Измеряемая величина – тканевая доза фотонного или смешанного излучения в месте ношения дозиметра, Гр	0,1–50	0,1–50
Энергетический диапазон, МэВ	0,02–10	0,1–10
основная погрешность ($P = 0,95$)	30% на верхней границе; не выше чем 200% на нижней границе	
Энергетическая зависимость чувствительности, %	± 20	± 25
Чувствительность к сопутствующему излучению	в 5 раз ниже, чем к основному	
Независимость от мощности дозы, Гр/с	до 10^7	до 10^6
Изменение в показаниях при хранении	за сутки не более $\pm 5\%$	
Анизотропия	$\pm 20\%$	–

В разработанном аварийном дозиметре реализован метод косвенных измерений: поглощенную дозу находят на основании известной зависимости между этой величиной и величинами, определяемыми из прямых измерений оптической плотности, изменения цвета. Химические детекторы тканезквивалентны, их показания в широком диапазоне доз не зависят от энергии, мощности дозы, вида ионизирующего излучения. Цветовой химический детектор позволяет проводить измерения поглощенной дозы с использованием стандартных оптических приборов: спектрофотометров, фотокolorиметров, компараторов цвета. Возможен также экспресс-анализ полученных дозовых нагрузок по цвету в варианте "облучено - не облучено". Дозиметр регистрирует смешанное γ -нейтронное излучение в диапазоне доз 0,4–50 Гр с погрешностью, не превышающей $\pm 20\%$.

Полупроводниковый дозиметр ДОПИНГ смешанного γ -нейтронного излучения создан в результате совместных работ с ИЯИ АН Украины. Разработанный дозиметр имеет высокую чувствительность, линейный характер зависимости выходных параметров от дозы облучения, малые габариты, малый фединг, высокую степень дискриминации по отношению к сопутствующему

излучению, возможность быстрого считывания информации. Дозиметр регистрирует γ -нейтронное излучение в диапазоне доз 0,1–50 Гр с погрешностью, не превышающей $\pm 20\%$.

К настоящему времени разработаны различные системы дозиметров, различающиеся принципом действия, методом определения показаний, диапазоном и погрешностью измерений, конструкцией, пригодностью к массовому производству и массовому определению показаний с требуемой точностью и т. д. Поэтому возникает необходимость выяснить их сравнительные характеристики, с тем чтобы выбрать наиболее оптимальную систему аварийных индивидуальных дозиметров. Этот выбор объективно определяется проведением совместных экспериментов по сличению аварийных дозиметрических систем.

В сравнительных экспериментах на реакторе БИГР [3,4] (в начале 90-х годов) приняли участие сотрудники РФЯЦ-ВНИИЭФ и ГНЦ ИБФ, которые представили для сличения свои штатные системы аварийного контроля (комплект ГНЕЙС, DL-M3, ферросульфатная система, активационные детекторы на основе S), а также перспективные разработки (ДОПИНГ, ИД-1) (табл. 2)

Таблица 2

Дозиметрические системы, представленные для сличения

Предприятие	Дозиметрическая система	Измеряемая величина	Диапазон дозы, рад
РФЯЦ-ВНИИЭФ	Полупроводниковый дозиметр ДОПИНГ	D_γ D_n	$25 - 1,5 \cdot 10^4$ $40 - 2,6 \cdot 10^3$
РФЯЦ-ВНИИЭФ	Трековый дозиметр нейтронов ДИНА (комплект ГНЕЙС)	D_n	$50 - 1 \cdot 10^4$
РФЯЦ-ВНИИЭФ ГНЦ ИБФ	Термолюминесцентный дозиметр ИКС-А (комплект ГНЕЙС)	D_γ	$5 \cdot 10^{-1} - 1 \cdot 10^4$
РФЯЦ-ВНИИЭФ	Индивидуальный дозиметр ИД-1	$D_\gamma + D_n$	$20 - 5 \cdot 10^2$
ГНЦ ИБФ	Ферросульфатный дозиметр	$D_\gamma + D_n$	$2 \cdot 10^3 - 3 \cdot 10^4$
ГНЦ ИБФ	Термолюминесцентный дозиметр LiF, "Harshow"	D_γ	$5 \cdot 10^{-5} - 1 \cdot 10^2$
ГНЦ ИБФ	Индивидуальный химический дозиметр Дворника DL-M3	$D_\gamma + D_n$	$20 - 1,22 \cdot 10^3$
ГНЦ ИБФ	Активационный детектор на основе серы	F_n	$E_n > 2,5 \text{ МэВ}$

Представленные дозиметры показали хорошую воспроизводимость результатов во всех вариантах облучения, за исключением дозиметра ИД-1.

В июле 1999 года на реакторе SILENE (Франция) проводились рабочие сличения аварийных систем России и Франции. Сличались дозиметры ГНЕЙС (ГНЦ ИБФ и РФЯЦ-ВНИИЭФ), ДОПИНГ (РФЯЦ-ВНИИЭФ), полупроводниковые дозиметры нейтронного излучения (Франция) и ТЛД на основе Al_2O_3 (Франция).

Анализ проведенного сличения показывает, что аварийные дозиметры ГНЕЙС и ДОПИНГ (новая разработка РФЯЦ-ВНИИЭФ) показали хорошую воспроизводимость результатов во всех вариантах облучения и совпадают между собой в пределах погрешности измерений данных методов.

Периодически проводимые сличения аварийных дозиметров на ядерных реакторах позволяют поддерживать состояние аварийной дозиметрии в РФЯЦ-ВНИИЭФ на высоком уровне, что подтверждается не только в "межотраслевых", но и в международных сличениях.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Единые требования к системе приборов индивидуального дозиметрического контроля внешнего облучения (ЕТ ИДК 86). Москва, 1987.
2. Тарасова Е.Ю., Осеев А.А. Новые типы аварийных дозиметров л-, γ -излучения для персонала ИЯР (СКС). – Труды конференции "Дозиметрия интенсивных потоков ионизирующих излучений", г. Обнинск, 1992, с. 104.
3. Харитон Ю.Б., Воинов А.М., Колесов В.Ф. и др. Аperiodические исследовательские импульсные реакторы. – Вопросы современной экспериментальной и теоретической физики. – Л.: Наука, 1984, с. 103–119.
4. Кувшинов М.И., Колесов В.Ф., Воинов А.М., Смирнов И.Г. и др. Аperiodический импульсный реактор БИГР. – ВАНТ. Сер. Импульсные реакторы и простые критические сборки, 1988, вып. 1, с. 3–12.

РАЗРАБОТКА МЕТОДИКИ ДИАГНОСТИКИ СОСТОЯНИЯ ТОПЛИВНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ АПЕРИОДИЧЕСКОГО ИМПУЛЬСНОГО РЕАКТОРА С МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ АКТИВНОЙ ЗОНОЙ

А. А. Девяткин, А. Г. Костарев, В. А. Борисенок, Ю. М. Одинцов, В. А. Брагунец, В. Г. Симаков
(РФЯЦ-ВНИИЭФ)

В последние сорок лет в качестве мощных источников нейтронного и гамма-излучения в различных областях науки и техники находят широкое применение реакторы, обеспечивающие получение контролируемых и повторяемых всплесков деления атомных ядер. Эти устройства, являющиеся разновидностью исследовательских реакторов, получили название импульсных реакторов. Они различаются по составу и конструкции активной зоны (АЗ), характеристикам нейтронного импульса, а также по способу компенсации избыточной реактивности. Общей для всех импульсных реакторов особенностью является создание на короткое время условий для развития цепной реакции делений на мгновенных нейтронах.

Наиболее многочисленным из широкого круга импульсных реакторов является класс установок аperiодического (самогасящегося) действия на быстрых нейтронах с металлической АЗ. Первым аperiодическим импульсным реактором (АИР) был реактор Godiva-I, разработанный в Лос-Аламосской национальной лаборатории США в 1953 году. Реакторы этого типа характеризуются отрицательным температурным коэффициентом реактивности, компактной АЗ, жестким спектром нейтронов, близким к спектру нейтронов деления, малой длительностью импульса и высокой плотностью потока излучений.

Основными действующими в настоящее время представителями этого класса установок являются российские реакторы – БИР-2М, БР-1, ГИР-2, БАРС-5 и зарубежные реакторы – SPR-II, SPR-III, Godiva-IV, APRFR, MOLLY-G (США), CALIBAN (Франция), CFBR-II (Китай) [1, 2]. Эти реакторы хорошо воспроизводят излучения ядерного взрыва и вследствие этого часто используются в экспериментах по изучению взаимодействия радиации с материалами, приборами и биологическими системами. С помощью АИР получено много сведений по кинетике критических сборок, физике запаздывающих нейтронов и гамма-квантов,

дозиметрии, радиобиологии, радиационной химии [3].

Работа подобных установок неразрывно связана с проблемой теплового удара. Термоупругие и инерциальные напряжения в топливе, возникающие в результате всплески делений на мгновенных нейтронах, формируя этот эффект, ограничивают возможности увеличения энерговыделения за импульс и реально снижают безопасность эксплуатации и ресурс этих реакторов. Тепловыделение в АИР на быстрых нейтронах с АЗ из твердого материала настолько интенсивно и происходит за такое короткое время, что расширение топлива из-за механической инерции отстает от роста температуры. Часть тепловой энергии импульса преобразуется в энергию осцилляции топлива. Механические напряжения, возникающие в пульсирующем топливе, накладываются на термоупругие напряжения, вызванные пространственной неоднородностью поля температур. Суммарные напряжения в тепловыделяющих элементах (ТВЭЛх) могут достигать значений, сравнимых с пределом прочности материала, а при особо интенсивных всплесках делений и превышать его. Последовательные сжатия и расширения топлива на так называемом "хвосте" импульса продолжаются, пока энергия колебаний не будет поглощена за счет внутреннего трения; обычно время затухания для разных установок составляет от нескольких единиц до нескольких десятков микросекунд. После этого остаются лишь термомеханические напряжения, обусловленные неравномерным нагревом, так как теплопередача за такое короткое время несущественна [1].

Здесь необходимо отметить, что последствия тепловых ударов в АИР на быстрых нейтронах имеют целый ряд внешних проявлений. Прежде всего это растрескивание ТВЭЛ в местах наибольших напряжений, удлинение болтов, стягивающих топливные диски, коробление стержней регулирования реактивности. Характерный пример приводился Джефферсоном [4] и связан с разрушением топливных дисков реактора

SPR-II, причем этот факт не был выявлен при визуальном осмотре реактора, а обнаружен только после разборки АЗ на отдельные элементы. Нужно отметить, что разборка АЗ реактора является тяжелой и опасной работой, связанной с повышенной дозовой нагрузкой на персонал реактора и возможностью попадания радионуклидов в окружающую среду.

В последние десятилетия во всем мире большое внимание уделяется безопасной эксплуатации реакторных установок. Во ВНИИЭФ для всех находящихся в эксплуатации АИР сформулированы категории опасности, разработаны модели возможных аварий, проанализированы их последствия для окружающей среды и населения. Анализ моделей возможных аварий из-за неконтролируемого смещения частей разрушенного топлива показывает, что вероятность реализации связанной с этим аварийной ситуации отлична от нуля.

Дальнейшее повышение безопасности эксплуатации АИР может быть достигнуто за счет использования методик диагностики состояния ТВЭЛ, позволяющих контролировать их целостность во время работы реактора, а не при разборке АЗ. В качестве одной из них может быть предложена методика, основанная на следующих предположениях:

- спектр колебаний мощности реактора на хвосте импульса связан со спектром механических колебаний АЗ;

- спектр механических колебаний будет изменяться при появлении в ТВЭЛ дефектов (трещин).

Разработка и использование такой методики позволит получать информацию о процессе разрушения ТВЭЛ на ранней стадии и своевременно остановить эксплуатацию реактора, предотвратив этим самым возможную аварию из-за неконтролируемого смещения частей разрушенной АЗ. Во ВНИИЭФ принято решение разработать такую методику для реактора БР-1 [5], введенного в эксплуатацию в 1978 году. Опыт эксплуатации реактора показывает, что повреждения топливных колец, появившиеся на пятой сотне импульсов, сопровождались ослаблением осциллирующих пульсаций интенсивности излучений на хвосте вспышки. Необходимо отметить, что никаких изменений в кинетическом поведении реактора при этом зафиксировано не было [6].

Осевой разрез АЗ реактора приведен на рис. 1. В конструкции для снижения ограничительной роли механических напряжений, для устранения в некоторой степени факторов, приводящих к концентрации напряжений, каждый из четырех дисков АЗ разбит на ряд коаксиальных, свободно подвешенных, незакрепленных колец. Каждое из них своим уступом, выполненным на половине высоты, по всей окружности опирается на соседнее кольцо или на наружный чехол. Между кольцами по высоте и радиусу предусмотрены

зазоры для радиальных и осевых смещений каждого кольца.

АЗ имеет форму полого цилиндра, разделенного на четыре части: неподвижный верхний блок, подвижный нижний блок, регулирующий и импульсные блоки. Размеры АЗ по топливу: высота 26,6 см, внешний диаметр 26,8 см, диаметр осевой полости 11,6 см.

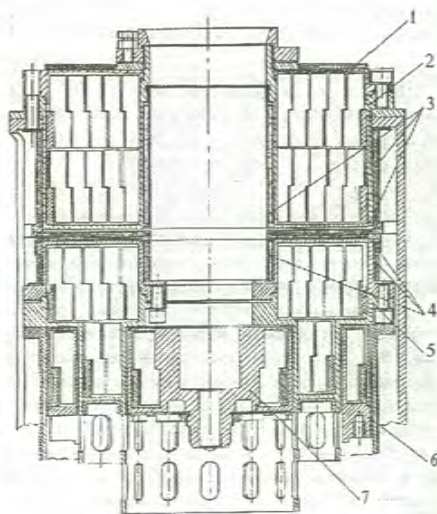


Рис. 1. Схема АЗ реактора БР-1 в осевом разрезе: 1 – фильтр из В₄С; 2 – верхний блок; 3, 4 – фильтры из ¹⁰В; 5 – нижний блок; 6 – регулирующий блок; 7 – импульсный блок.

Толщина колец АЗ по радиусу 1,5 см. Ни одно из колец не имеет каких-либо отклонений от осевой симметрии. Кольца выполнены из сплава урана (90% ²³⁵U) с молибденом (массовая доля 9%). Общая масса сплава в АЗ равна 176 кг. Топливные детали пблочко заключены в чехлы из нержавеющей стали, заполненные гелием, причем чехлы верхнего и нижнего блоков разборные. На внешней поверхности АЗ и на поверхности полости предусмотрены защитные фильтры, содержащие ¹⁰В. В реакторе БР-1 в качестве максимального для эксплуатации установлен импульс с числом делений $4,0 \cdot 10^{17}$, соответствующий скачку температуры в наиболее горячем участке АЗ – 700 °С.

Вследствие свободного подвеса кольцевых элементов АЗ реактора осцилляции на хвосте импульса хорошо выражены и сравнительно длительны (около десятка микросекунд). Во время импульса делений каждый ТВЭЛ приходит в колебательное движение со своей собственной частотой и в процессе смещений вносит свой вклад в изменение реактивности системы,

что связано с изменением плотности потока нейтронного излучения [7].

Основными предполагаемыми причинами разрушения ТВЭЛ в данной конструкции АЗ могут быть:

- концентраторы напряжений, которыми являются вышеупомянутые уступы;
- остаточные напряжения, накапливающиеся в результате циклического характера работы деталей АЗ;
- коррозионное растрескивание уран-молибденового сплава вследствие периодической потери герметичности разборных чехлов верхнего и нижнего блоков. Тонкие медные прокладки, герметизирующие разборные чехлы, выходят из строя примерно через два десятка импульсных делений.

Для подтверждения высказанных выше предположений проведены предварительные исследования: спектральный анализ зависимости плотности потока нейтронного излучения на хвосте импульса и измере-

ния спектров механических колебаний стальных макетов ТВЭЛ как не имеющих дефектов, так и с искусственно введенными дефектами.

Достигнуты следующие результаты. Спектр, полученный в результате совместного времячастотного анализа зависимости плотности нейтронного потока от времени, содержит собственные частоты радиальных колебаний кольцевых ТВЭЛ всех типоразмеров. На рис. 2 и 3 в качестве примера приведены результаты расчета при энерговыделении реактора в импульсе $1,3 \cdot 10^{17}$ дел. и $2,9 \cdot 10^{17}$ дел. соответственно. Длительность импульсов (ширина на полувысоте) составляет 103,0 мкс и 61,6 мкс, отношение длительностей к асимптотическим периодам разгона – 2,85 и 2,73 соответственно.

В опытах с макетными кольцами свободные колебания последних возбуждались однократным ударом на специально разработанном стенде, который обеспечивал

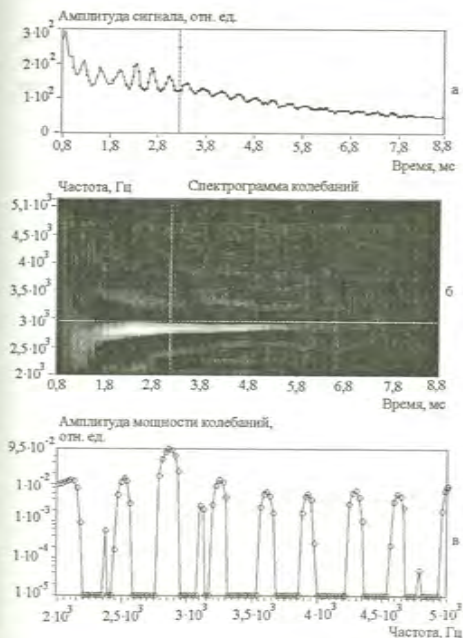


Рис. 2. Спектральный анализ зависимости плотности потока нейтронного излучения от времени на хвосте импульса с энерговыделением $1,3 \cdot 10^{17}$ дел.: а – осцилляции плотности потока нейтронного излучения на хвосте импульса; б – спектрограмма колебаний, полученная в результате совместного времячастотного анализа зависимости плотности нейтронного потока от времени; в – зависимость амплитуды мощности колебаний от частоты на отметке времени 3,2 мс, соответствующей вертикальному курсиву на спектрограмме колебаний

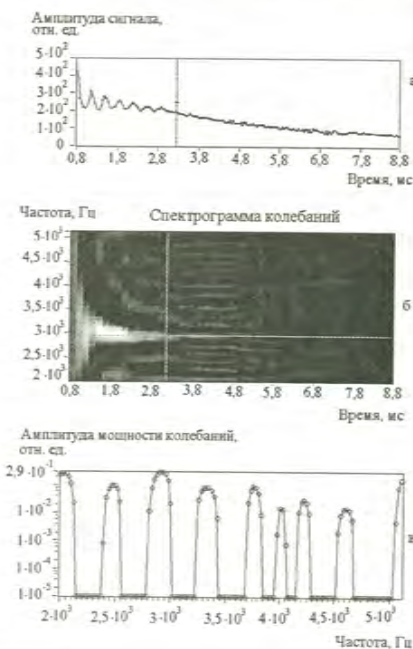


Рис. 3. Спектральный анализ зависимости плотности потока нейтронного излучения от времени на хвосте импульса с энерговыделением $2,9 \cdot 10^{17}$ дел.: а – осцилляции плотности потока нейтронного излучения на хвосте импульса; б – спектрограмма колебаний, полученная в результате совместного времячастотного анализа зависимости плотности нейтронного потока от времени; в – зависимость амплитуды мощности колебаний от частоты на отметке времени 3,2 мс, соответствующей вертикальному курсиву на спектрограмме колебаний

стро го повторяющиеся силу и точку приложения удара, а также свободный подвес отдельных макетов пяти типоразмеров. Спектры были измерены как на элементах в состоянии поставки, так и с искусственно введенными дефектами (фрезерованные несковные пропилы различной глубины и ориентировки относительно детали, отверстия, причем размеры дефектов по толщине пропила или диаметра отверстия были меньше одного миллиметра). Анализ результатов показывает:

- спектр возбуждаемых колебаний лежит в звуковой области частот (20–25000 Гц);

- колебания характеризуются как изгибные, лежащие в плоскости кольца, что подтверждается расчетными оценками частот [8];

- спектры колебаний элементов с дефектами отличаются от спектров бездефектных элементов. Изменения наблюдаются практически во всем диапазоне фиксируемого спектра колебаний. Некоторое количество

спектральных линий смещено, некоторые линии расщепляются на компоненты, появляются новые спектральные линии в спектрах элементов с дефектами, изменяется амплитуда спектральных линий.

Характерные фрагментальные изменения в общей спектральной картине одного из опытов, целью которого являлось моделирование развития трещины в области концентратора напряжений – уступа, приведены на рис. 4 и рис. 5.

Результаты предварительных исследований указывают на принципиальную возможность разработки методики диагностики состояния ТВЭЛ импульсных реакторов с металлической АЗ. Разработку такой методики для реактора БР-1 планируется провести в рамках проекта МНТЦ.

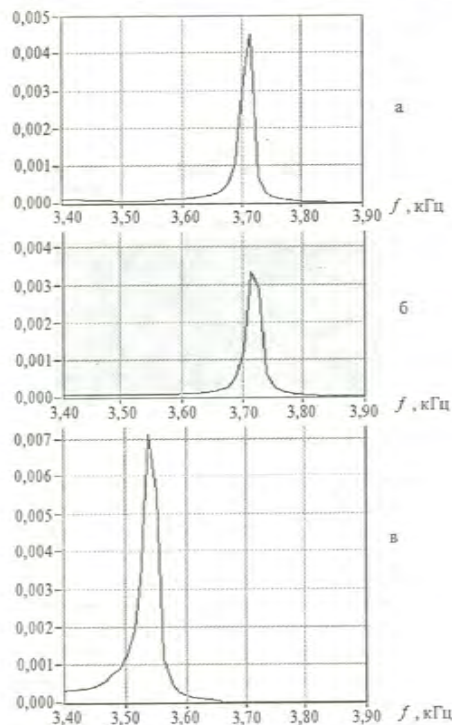


Рис. 4. Фрагменты частотного спектра макетного элемента, измеренные при моделировании развития трещины в области уступа: а – без дефекта; б – с сегментным пропилом глубиной 5 мм от точки касания фрезы с деталью (толщина дисковой фрезы 0,5 мм), азимутальный угол 35°; в – с сегментным пропилом увеличенной глубины 9 мм, азимутальный угол 51°

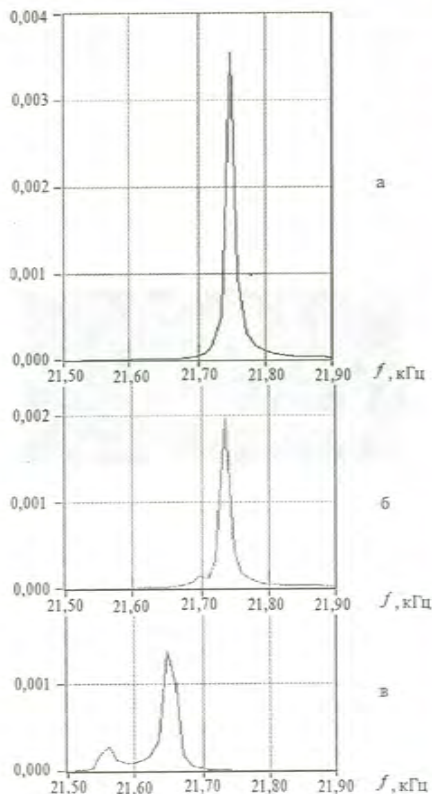


Рис. 5. Фрагменты частотного спектра макетного элемента, измеренные при моделировании развития трещины в области уступа: а – без дефекта; б – с сегментным пропилом глубиной 5 мм от точки касания фрезы с деталью (толщина дисковой фрезы 0,5 мм), азимутальный угол 35°; в – с сегментным пропилом увеличенной глубины 9 мм, азимутальный угол 51°

Основным результатом выполнения проекта будет методика диагностики (*in situ*) состояния ТВЭЛ АЗ АИР БР-1, которая позволит без разборки АЗ и практически сразу после импульса деления продиагностировать целостность ТВЭЛ, определить наличие или отсутствие начала трещинообразования отдельных элементов. Для ее создания будут разработаны:

- расчетная модель для определения корреляции механических колебаний ТВЭЛ активной зоны с колебаниями мощности реактора во времени;
- каналы регистрации нейтронного и (или) гамма-излучения реактора с динамическим диапазоном, достаточным для проведения измерений;
- автоматизированный измерительный комплекс с программным обеспечением для совместного времячастотного анализа затухающих колебательных процессов;
- набор критериев, позволяющих судить о состоянии отдельных ТВЭЛ активной зоны.

Результаты выполнения проекта могут быть использованы на других импульсных реакторах с АЗ из твердого материала, работающих в условиях теплового удара.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Шабалин Е.П. Импульсные реакторы на быстрых нейтронах. - М.: Атомиздат, 1976.
2. Колесов В.Ф. Импульсные реакторы самогасящего действия и методы их расчета. Часть I (обзор). - ВАНТ. Сер. Импульсные реакторы и простые критические сборки, 1985, вып. 1, с. 43-77.
3. Колесов В.Ф. Применения аperiodических импульсных реакторов в науке и технике (обзор). - ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 1993, вып. 1-2, с. 16-86.
4. Jefferson R.M. Sandia Pulsed Reactor II. - Fast Burst Reactors. USAEC CONF-690102, 1969, p. 105-123.
5. Харитон Ю.Б., Воинов А.М., Колесов В.Ф. и др. Импульсные реакторы ВНИИЭФ (обзор). - ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 1996, вып. 2, с. 3-12.
6. Колесов В.Ф. Вопросы управления, безопасности и метрологии в области аperiodических импульсных реакторов (обзор). - Там же, 1998, вып. 2, с. 27-61.
7. 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. 3-12.
8. Тимошенко С.П. Колебания в инженерном деле. - М.: Наука, 1967, с. 409-414.

ТЕЛЕВИЗИОННЫЕ ТЕХНОЛОГИИ ОБЕСПЕЧЕНИЯ БЕЗОПАСНОСТИ РАБОТ НА РЕАКТОРНЫХ УСТАНОВКАХ

И. В. Жуков, М. А. Воинов, С. В. Сорокин, М. Р. Мочалов, В. Н. Мурин,
Г. М. Скрипка, Г. М. Ростовцева, А. Д. Черевань
(РФЯЦ-ВНИИЭФ)

РФЯЦ-ВНИИЭФ обладает уникальным парком разнообразных исследовательских импульсных ядерных реакторов (ИЯР), созданных для проведения испытаний радиационной стойкости различных приборов и устройств [1, 2].

В настоящее время в связи с возросшими требованиями к безопасности проводимых работ и другими причинами обострилась потребность в оснащении реакторных установок средствами телевизионного наблюдения. При этом существенно возросли требования к функциональности систем телевизионного наблюдения. Эти требования включают и технологическую безопасность, и защиту материалов, однако нередко требуется использование телевидения в самом технологическом процессе проведения работ на установке.

Особенностью работы ИЯР является возможность генерирования мощных импульсов делений, в которых мощность реактора может превышать 10^{10} Вт, а длительность составлять не более десятков микросекунд. Любая ошибка в определении стартового состояния реактора или неучтенное эксплуатационным персоналом изменение этого состояния в промежутке времени от принятия решения о генерировании импульса до вывода реактора в надкритическое состояние может привести к превышению выделения энергии в импульсе, разрушению установки и радиационной аварии.

В качестве причины, которая может вызвать такое неучтенное изменение состояния реактора, наиболее вероятным считается произвольное перемещение исследуемых образцов или деталей технологического оборудования. Если смещение образца обнаруживается заблаговременно, то это позволит предотвратить аварию.

Обычно импульсный реактор располагается в специальном защитном сооружении, имеющем много технологических помещений с оборудованием, важным для обеспечения работоспособности установки. Визуальный контроль оборудования во время его работы является важным фактором предотвращения аварий-

ных ситуаций, связанных с нарушением электро- и водоснабжения, пожаром или возмущениями состояния реактора за счет изменения положения оборудования около активной зоны. Однако дистанционное управление реактором в настоящее время исключает прямой визуальный контроль оборудования персоналом во время его работы. Поэтому обеспечение телевизионного контроля (взамен прямого визуального) за состоянием стенда реактора и оборудования позволило бы заметно повысить безопасность работ.

Характер и организация ядерно- и радиационно опасных работ требуют постоянного контроля за реакторным залом и смежными помещениями. Являясь мощным источником радиоактивных излучений, реактор представляет опасность для людей, которые в силу собственной небрежности могут оказаться в помещениях, где в данный момент времени имеется опасный для здоровья уровень радиации. С учетом того, что количество сотрудников, участвующих в работах на установке, может достигать нескольких десятков, телевизионное наблюдение за опасными помещениями поможет снизить риск облучения людей и уменьшить психологическую нагрузку на эксплуатационный персонал реактора.

Аварию во ВНИИЭФ в июне 1997 можно было бы предотвратить, если бы система управления и аварийной защиты установки включала в свой состав систему телевизионного автоматизированного контроля, следящую за обязательным наличием при производстве работ двух контролирующих действия друг друга сотрудников. Как показал опыт ликвидации последствий этой аварии, система теленаблюдения должна также составлять необходимую часть устройств дистанционного воздействия на аварийные критические сборки в условиях, когда использование штатных механизмов гашения цепной реакции невозможно. Поэтому обсуждаемое в настоящее время требование наличия на ядерно-опасных установках возможности внешнего

воздействия на критические системы в аварийных ситуациях требует и развития соответствующей системы телевизионного контроля.

С учетом изложенного система теленаблюдения на реакторных установках и критических стендах может существенно повысить оперативность работы, снизить психологическую нагрузку на эксплуатационный персонал и привести к увеличению безопасности работы установок.

Во ВНИИЭФ имеется значительный опыт разработки и внедрения систем телевизионного наблюдения и контроля (СТНК), работающих в составе систем учета защиты и контроля делящихся материалов (СУЗиК ДМ) [3]. Этот опыт, реализован в двух действующих во ВНИИЭФ СТНК, в разработанных и внедренных системе цифрового телевизионного контроля СКС и системе цифровой видеозаписи трековых событий DERViS, обеспечивающей запись требуемого количества кадров предыстории. Несомненно, что опыт создания СТНК для СУЗиК в полной мере может быть использован и для создания СТНК для других целей, в частности, для обеспечения безопасности работ на ИЯР. Более того, с технической точки зрения СТНК могут быть практически одинаковыми, независимо от области их применения.

Однако перед СТНК, применяемыми для контроля ИЯР и других физустановок, ставятся свои специфические задачи, что приводит к необходимости внимательного анализа особенностей их работы. Без такого анализа задачи не могут быть решены эффективно.

Перечислим кратко цели и задачи, решаемые за счет применения СТНК на ИЯР (рис. 1):

- визуальное наблюдение и видеозапись поведения объекта исследования в процессе эксперимента. Отметим попутно, что это не только вопрос безопасности, но и чисто научная задача, так как позволяет регистрировать для последующего анализа, например, возникновение различных свечений, которыми может сопровождаться облучение образца;

- визуальная проверка состояния (положения) исполнительных механизмов в исходном состоянии перед импульсом;

- визуальный контроль соответствия положения узлов и механизмов фазе технологического цикла работы установки;

- визуальный и автоматический контроль отсутствия людей в реакторном зале и других опасных помещениях установки;

- контроль отсутствия людей в опасных зонах вне помещения установки – на крыше ИЯР, на улице за транспортными воротами, которые могут являться недостаточной биологической защитой, и т. д.;

- возможен контроль наличия людей (участников эксперимента) в тех местах, где они обязаны быть;

- контроль и видеозапись состояния вспомогательного оборудования, важного для обеспечения эксперимента (высоковольтное помещение, системы водоснабжения и водоочистки, пожароопасные узлы и т.п.), перед, в процессе и непосредственно после импульса;

- видеозапись (со звуковым каналом) работы оператора за пультом управления реактора в процессе подготовки к импульсу для обеспечения возможности последующего анализа правильности действий.



Рис. 1. Применение СТНК на ИЯР

Теперь рассмотрим особенности работы СТНК на установках типа ИЯР и вытекающие из этих особенностей специфические требования к построению СТНК.

В отличие от СУЗиК, строящихся по иерархическому принципу, в нашем случае СТНК, как правило, должна быть локализована в помещении контролируемой установки. Другими словами – не требуется передача изображений куда-либо за пределы установки. Зато информационная связь с системой учета, позволяющая точно знать номенклатуру и количество ДМ в помещениях ИЯР и их соответствие тому, что требуется для эксперимента, будет очень полезной. Несомненно, полезной также будет информация, которую можно получить от систем контроля доступа и допуска, входящих в состав СУЗиК.

В СУЗиК уже хорошо проработан вопрос взаимодействия СТНК с сигналами от смежных подсистем,

таких как система контроля доступа, система сбора сигналов тревог, система контроля перемещения материалов. Для СТНК, проектируемых для контроля реакторных установок, вопрос взаимодействия с сигналами от систем управления и защиты реакторов, с различными датчиками закрытия дверей, положения узлов, блокировок требует внимательной проработки. Обработка значимых для технологической безопасности сигналов позволит придать СТНК ряд автоматических функций, таких как автоматическая видеозапись и отображение на выделенном мониторе именно тех сцен, которые требуют внимания оператора в соответствии со складывающейся ситуацией. Примерный перечень типовых сигналов и ситуаций, которые могут воздействовать на СТНК, обеспечивая автоматическое переключение телевизионных сигналов, приведен в таблице.

Значительное внимание должно быть уделено вопросу устойчивости работы СТНК в условиях сильных импульсных электромагнитных помех, типичных для ИЯР.

Значительное внимание также должно быть уделено вопросу телевизионного контроля в точках, где радиационные условия таковы, что приводят к быстрому выходу из строя телекамер.

Остановимся подробнее на вопросе радиационной устойчивости. Для точек наблюдения, где камера должна быть установлена стационарно, решение состоит в подборе радиационно стойких камер (что обычно недопустимо дорого) или в принятии мер надежной радиационной защиты обычных камер. Нам кажется перспективным вариант разработки специальных контейнеров для защиты обычных камер. На рис. 2 показан вариант обеспечения радиационной защиты камер за счет установки в нише подвижной защитной пробки входа в реакторный зал. На рис. 3 – варианты специальных защитных кожухов для телекамер, исключающих прямое попадание проникающего излучения и имеющих зеркальный тракт оптического наблюдения (типа перископа). Необходимо также разработать переходные устройства для сопряжения телекамер с окуляром штатного перископа, имеющегося практически на каждом ИЯР.

Надо также быть готовыми к случаям (например, для принятия срочных мер по предотвращению неожиданно возникшей угрозы возникновения аварийной ситуации), когда требуется установить временный канал наблюдения, даже ценой быстрого выхода из строя камеры. При этом камера может вводиться в помеще-

Перечень типовых сигналов, требующих автоматической реакции СТНК

Сигнал СУЗ	Изображение
Включение пульта управления	Общий вид реакторного зала (автоматически) и технологических помещений по выбору
Превышения уровня нейтронного потока или уровня гамма-излучения в реакторном зале (при включении установки)	Общий вид реакторной установки
Превышения уровня гамма-излучения в помещении	Общий вид помещения
Срабатывание датчиков пожарной сигнализации	Общий вид помещения
Срабатывание конечных выключателей при открывании защитной двери реакторного зала	Вид помещения, из которого осуществляется проход в реакторный зал, и общий вид реакторного зала
Срабатывание конечных выключателей технологического помещения	Общий вид помещения
Сигнал на перемещение стелла реактора	Вид пути дистанционного перемещения стелла реактора
Калибровочный режим работы реактора	Вид стелла реактора с загрузочным столом и исследуемыми образцами
Импульсный режим работы реактора	Вид стелла реактора с загрузочным столом и исследуемыми образцами
Превышения уровня нейтронного потока или уровня гамма-излучения в реакторном зале (при включенном режиме работы)	Вид стелла реактора с загрузочным столом и исследуемыми образцами
Перемещения оборудования для загрузки исследуемых образцов	Вид перемещающегося оборудования
Перемещение оборудования защиты от остаточного излучения активной зоны реактора	Вид перемещающегося защитного оборудования
Аварийный сигнал "Человек в помещении"	Общий вид помещения

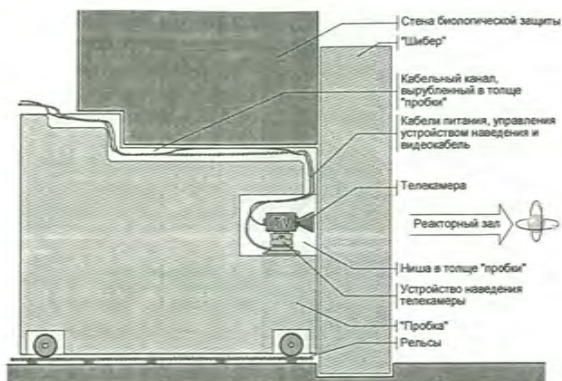
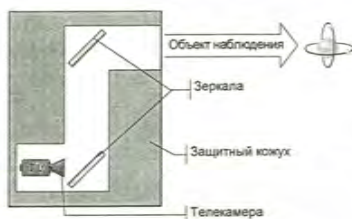


Рис. 2. Вариант обеспечения радиационной защиты камеры в нише подвижной защитной пробки входа в реакторный зал



Вариант "А" (видимо оптимальный для использованных камер).

Достоинства:

- нет ограничений на толщину и материал для защиты камеры.

Недостатки:

- 2 зеркала (настройка);
- защитный кожух получится громоздким (трудно подобрать соответствующее устройство наведения, если понадобится);
- ограничения трансфокации.



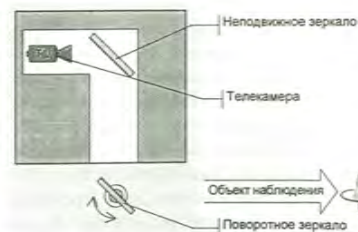
Вариант "Б".

Достоинства:

- только 1 зеркало;
- защитный кожух получится легче, чем в варианте "А" (возможна установка всей конструкции на достаточно мощное устройство наведения);
- камера (ПЗС-матрица) повернута к источнику излучения боком, что уменьшает площадь действия излучения.

Недостатки:

- перевернутое изображение.



Вариант "В".

Достоинства:

- нет ограничений на толщину и материал для защиты камеры.

Недостатки:

- 2 зеркала (настройка);
- ограничения трансфокации;
- ограниченное поле обзора;
- ограничения по наклону.

Рис. 3. Варианты специальных защитных кожухов для телекамер

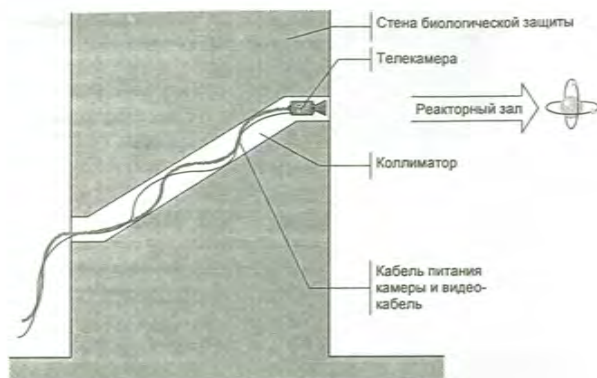


Рис. 4. Ввод камеры в помещение реактора через трубу коллиматора

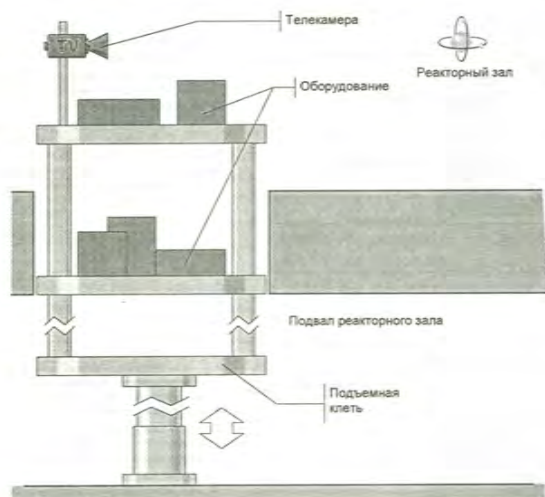


Рис. 5. Ввод камеры в помещение реактора на подъемнике из защищенного помещения под реактором

ние реактора через трубу коллиматора (рис. 4) или на подъемнике из защищенного помещения под реактором (рис. 5). Такие варианты также требуют конструкторской и организационной проработки. Безусловно, разные варианты могут комбинироваться друг с другом и быть полезными не только для критических, но и для штатных ситуаций. Так, на подъемнике может вводиться в реакторный зал камера, защищенная упомянутым выше кожухом с зеркальным оптическим трактом. Кожухи могут защищать камеры вместе с малогабаритным устройством дистанционного наведе-

ния и с моторизованным объективом. Камера вместе с кожухом может быть установлена на устройстве наведения, рассчитанном на соответствующую нагрузку.

Во ВНИИЭФ разработан проект, согласно которому предлагается при работе с ДМ (в частности, на критических стендах) использовать манипулятор, оснащенный видеосистемой пространственной ориентации. Видеосистема, использующая цифровые видеокамеры высокого разрешения, осуществляет обработку видеoinформации и связывает реальные координаты перемещающейся детали (сборки), подвергаемой воз-

действию со стороны оператора, с компьютерной пространственной моделью, меняющейся во времени адекватно изменению реальной системы. Реализуется связь между реальной геометрией детали (сборки) и компьютерной моделью, заранее заложенной в память ЭВМ.

Цель проекта состоит в разработке конструкции манипулятора и системы, позволяющей за счет обработки видеoinформации осуществлять пространственную (координатную) ориентацию детали (сборки) с необходимой точностью и контролировать процесс работы.

В результате осуществления проекта должен быть изготовлен экспериментальный образец, на котором будут проведены исследования, подтверждающие возможность применения данной концепции при работе с ДМ.

Этот проект, хотя и служит целям обеспечения безопасности работ, одновременно является хорошим примером использования телевидения непосредственно в технологических операциях обращения с ДМ. Для осуществления проекта в настоящее время изыскивается источник финансирования.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Khariton Yu.B., Voinov A.M., Kolesov V.F. et al. Overview of VNIIEF Pulsed Reactors. – Proceedings of the Topical Meeting on Physics, Safety, and Applications of Pulse Reactors, Washington, D.C., November 13-17, 1994, ANS, p. 22-24.

2. Bosamykin V.S., Voinov M.A., Gordeev V.S. et al. Feasibility Study of Intense Pulsed Neutron Source Based on a Powerful Electron Accelerator and a Pulsed Nuclear Reactor. 16th IEEE/NPSS Symposium on Fusion Engineering, IEEE, Champaign, IL(1995), vol. 2, p. 61-65, IEEE Catalog Number:95CH 35852; Library of Congress: 85-653749 USA.

3. Zhukov I.V., Murin V.N., Rostovceva G.M. et al. TV Monitoring Equipment and Techniques in MPC&A Application. – Proceedings of the Russian International Conference on Nuclear Material Protection, Control and Accounting, Obninsk, March 9-14, 1997, vol. 2, p. 470-475.

ИНТЕГРИРОВАННАЯ СИСТЕМА ОБЕСПЕЧЕНИЯ БЕЗОПАСНОСТИ ПРИ ОБРАЩЕНИИ С ЯДЕРНЫМИ МАТЕРИАЛАМИ НА ЯДЕРНО-ОПАСНЫХ ОБЪЕКТАХ

В. Ф. Басманов, С. С. Жихарев, И. В. Жуков, М. И. Кувшинов, Г. А. Ломтев, Н. А. Оболичков,
В. Т. Пунин, Г. М. Скрипка, И. Г. Смирнов, С. В. Хлыстов, А. Ф. Шаповалов, В. И. Юферев
(РФЯЦ-ВНИИЭФ)

1. ИНТЕГРАЛЬНАЯ БАЗА ДАННЫХ СИСТЕМЫ ОБЕСПЕЧЕНИЯ БЕЗОПАСНОСТИ

При обращении с ядерными материалами (ЯМ) контроль правомерности выполняемых действий, обеспечение безопасности, противодействие их несанкционированному использованию осуществляются за счет обработки разнородной информации, составляющими которой являются сведения:

- о персонале, имеющем и реализующем право на выполнение работ с ЯМ (лояльность, допуск, состояние здоровья, табельный режим работы, фактический доступ);
- о ядерных материалах (характеристики ЯМ, уникальные признаки сохранности, место размещения);
- об условиях выполнения работ (в том числе их документальное оформление: приказы, программы, наряды, распоряжения, технологические инструкции; работоспособность технологического оборудования: стендов, измерительной и контролирующей аппаратуры, систем аварийной защиты и др.; состояние помещений для работ: наличие технических средств охраны, режимы их включения, данные санитарного паспорта; контроль за процедурами обращения с ЯМ).

Потребителями этой информации наряду с персоналом, непосредственно работающим с ЯМ, являются различные службы, совместные действия которых обеспечивают безопасность обращения с ЯМ. К таким службам относятся:

- администрация всех уровней (от администрации института до низших административных звеньев), осуществляющая управление всеми работами с ЯМ;
- службы безопасности института и подразделений, осуществляющие разработку мер безопасности, создание и обеспечение функционирования разрешительной системы, контроль за допуском персонала, учетом, перемещением и физической защитой ЯМ;
- службы специального хранения, обеспечивающие реализацию процедур передачи и хранения ЯМ;

– служба ядерных объектов и материалов, реализующая допуск персонала на площадки в соответствии с действующей разрешительной системой.

Необходимо отметить, что указанные выше службы наряду со специфической информацией, имеющей жесткую привязку к конкретной функциональной задаче, решаемой службой, имеют перекрывающиеся информационные области.

Достаточно очевидно, что надежность и эффективность решения задачи обеспечения безопасности в максимальной степени зависит от ряда условий: достоверности поставляемой информации, оперативности ее обработки и формирования управляющих команд и воздействий, адекватных регистрируемой ситуации.

Стремление к соблюдению этих условий объективно приводит к целесообразности использования компьютерных технологий обработки информации и автоматизации процедур сбора данных. При этом:

- возрастает надежность функционирования системы (уменьшения зависимости от влияния человеческого фактора);
- повышается оперативность сбора информации (организация многоканальных систем сбора данных);
- увеличивается объективность регистрируемых данных (регистрация радиационных характеристик);
- увеличивается оперативность формирования управляющих воздействий (автоматическая регистрация сигналов тревоги).

Возможная информационная наполненность интегральной базы данных показана на рис. 1.

Отметим, что создание интегральной базы данных требует решения вопроса формализованного представления некоторых данных для их ввода в систему (например, ввод организующих и регламентирующих документов: программы, приказы, санитарный паспорт и т. п.).

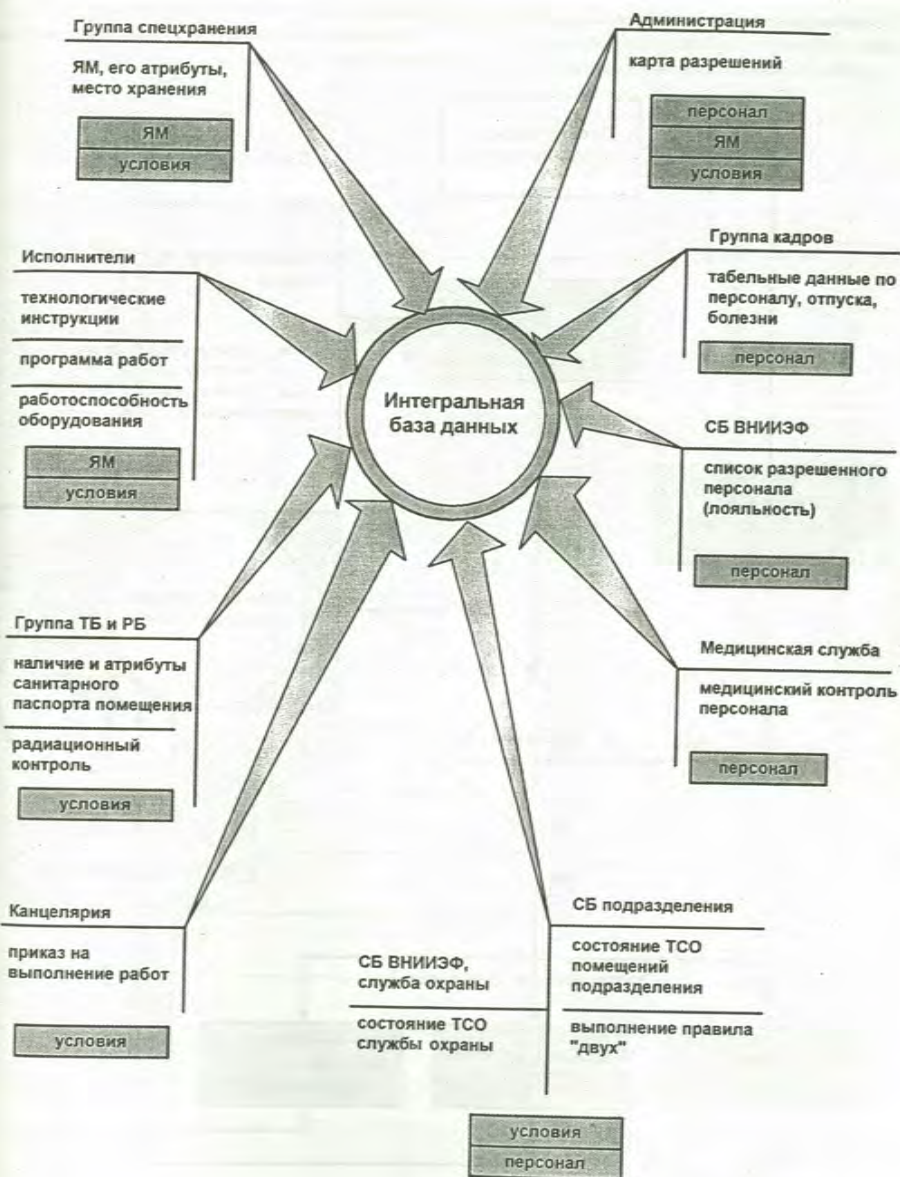


Рис. 1. Интегральная база данных

2. ОСНОВНЫЕ ПРИНЦИПЫ ФУНКЦИОНИРОВАНИЯ СИСТЕМЫ

Основные принципы функционирования системы могут быть сформулированы следующим образом:

– любая операция, связанная с обращением с ЯМ,

осуществляется на основе проверки ее правомерности;

– любая операция, связанная с обращением с ЯМ, архивируется в интегральной базе данных.

Алгоритмы реализации основных принципов показаны на рис. 2, 3, 4.

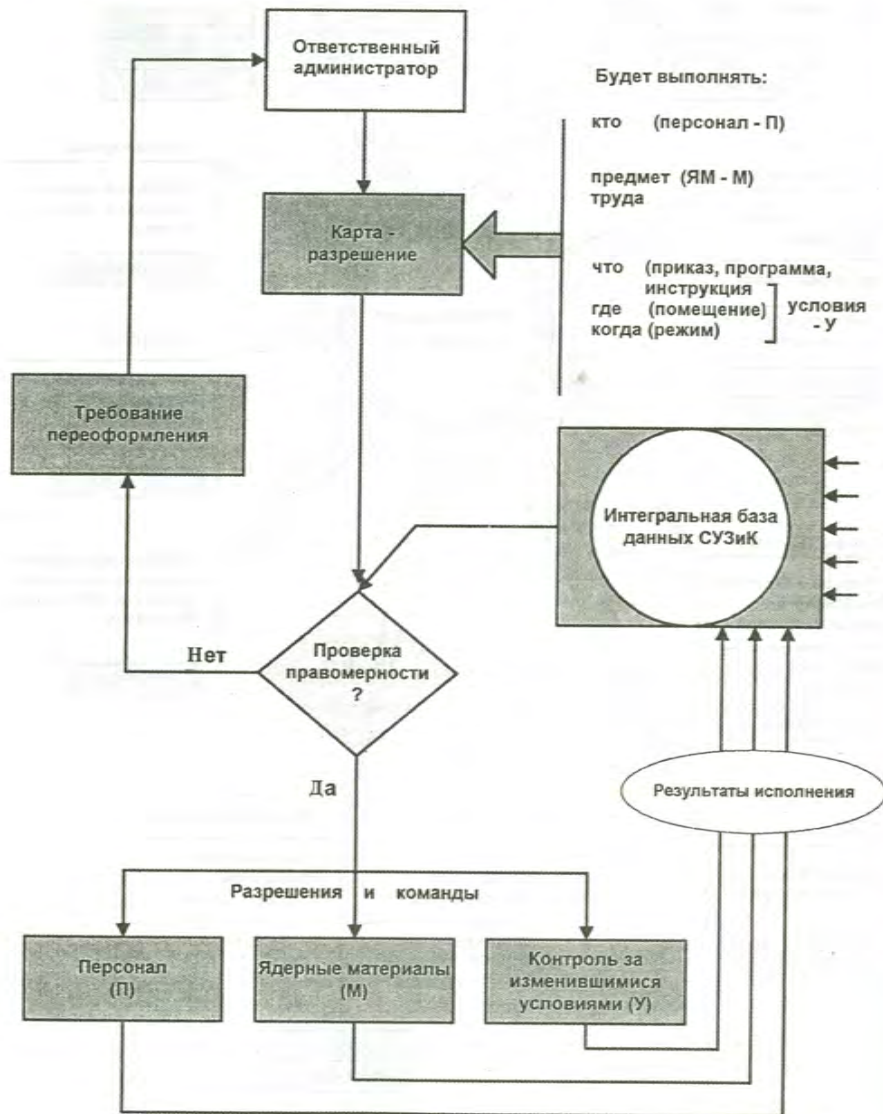


Рис. 2. Основной принцип функционирования системы

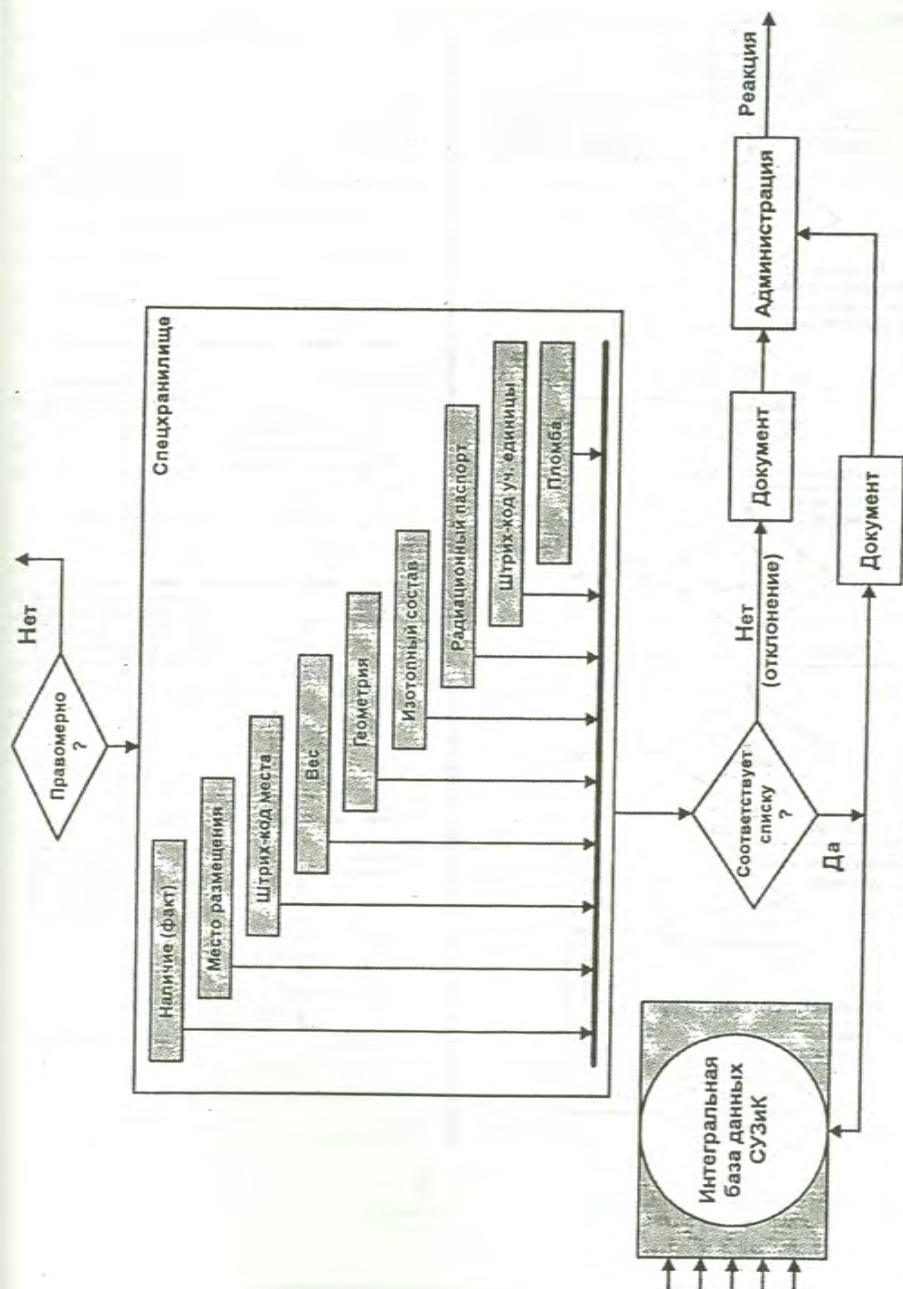


Рис. 3. Процедура физической интеграции

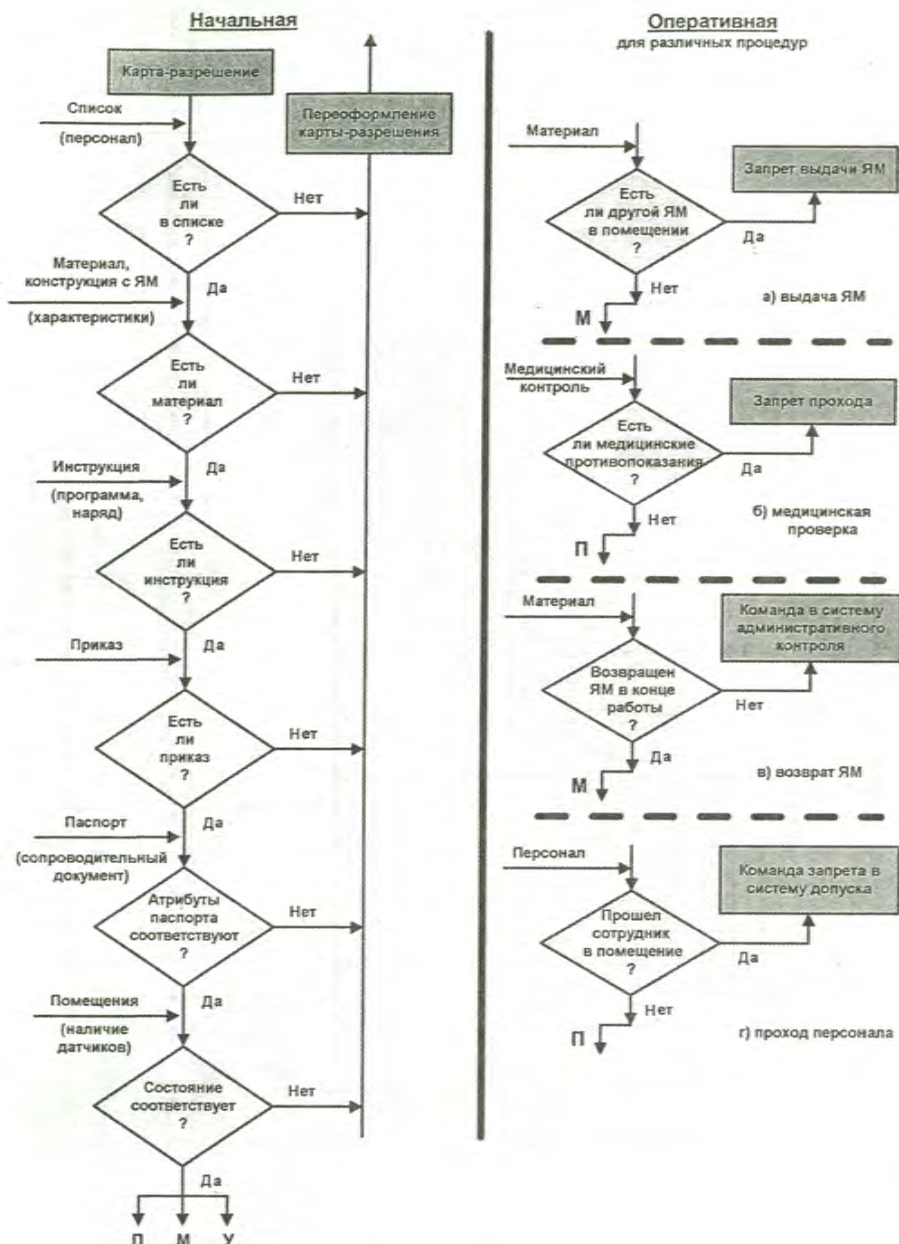


Рис. 4. Проверка правомерности выполняемых процедур

Например, при реализации права прохода сотрудника в пультовую критстенда должны быть проверены не только допуск сотрудника на площадку (это реализуется на контрольно-пропускном пункте), но и факт его включения в состав наряда на работы, правомерность его рабочего графика (не в отпуске) и состояние здоровья (ежедневный медицинский контроль). При выдаче ЯМ в конкретное помещение проверяются не только право доступа к материалу и характеристики передаваемого материала, но и правомерность нахождения материала в данном помещении: имеется ли санитарный паспорт на помещение, не истек ли срок его действия, с каким типом ЯМ и предельным количеством его разрешено работать в данном помещении и др.

На рис. 3 показан алгоритм проверки правомерности при проведении процедуры физической инвентаризации, а на рис. 4 – алгоритм проверки правомерности при первичном заполнении карты-разрешения на выполнение работ с ЯМ и примеры проверок, осуществляемых в процессе выполнения отдельных процедур.

3. ИЕРАРХИЧЕСКАЯ СТРУКТУРА СИСТЕМЫ

Автоматизированная система обеспечения безопасности на ядерно-опасном объекте может быть представлена в виде трехуровневой иерархической многомашиной структуры:

– нижний, наиболее массовый уровень – станции сбора данных и управления оборудованием (ССДУ), обслуживающие отдельные помещения или группы помещений;

– средний информационно-управляющий уровень системы, уровень управления работами с ЯМ;

– верхний супервизорный уровень, уровень надзорного контроля.

3.1. ССДУ – основной исполнительный и информационный элемент системы. Через ССДУ осуществляется исполнение команд, поступивших с верхних уровней системы, и обеспечивается поставка информации на верхние уровни (в интегральную базу данных) о выполнении команд и изменении состояния.

Задачи, которые должны решаться на станциях сбора данных, и информация, поставляемая станцией, условно изображены на рис. 5. К их числу относятся сведения:

– о фактических характеристиках ЯМ, приспанных к данной зоне баланса материалов (или зоне учета), и их изменении в процессе работ (переконфигурация, изъятие) – учет ЯМ;

– о местах размещения ЯМ, приписке конкретной учетной единицы к конкретному месту размещения, мониторингованию мест размещения (хранения) – хранение ЯМ;

– о состоянии помещений, в которых проводятся работы (хранение) с ЯМ, наличии датчиков охраны и наблюдении помещений, месте нахождения ключей от помещений – сохранность ЯМ;

– о персонале, наличии и реализации права прохода персонала в помещение и соблюдении требуемых условий прохода – доступ ЯМ.



Рис. 5. Задачи станции сбора данных и управления оборудованием

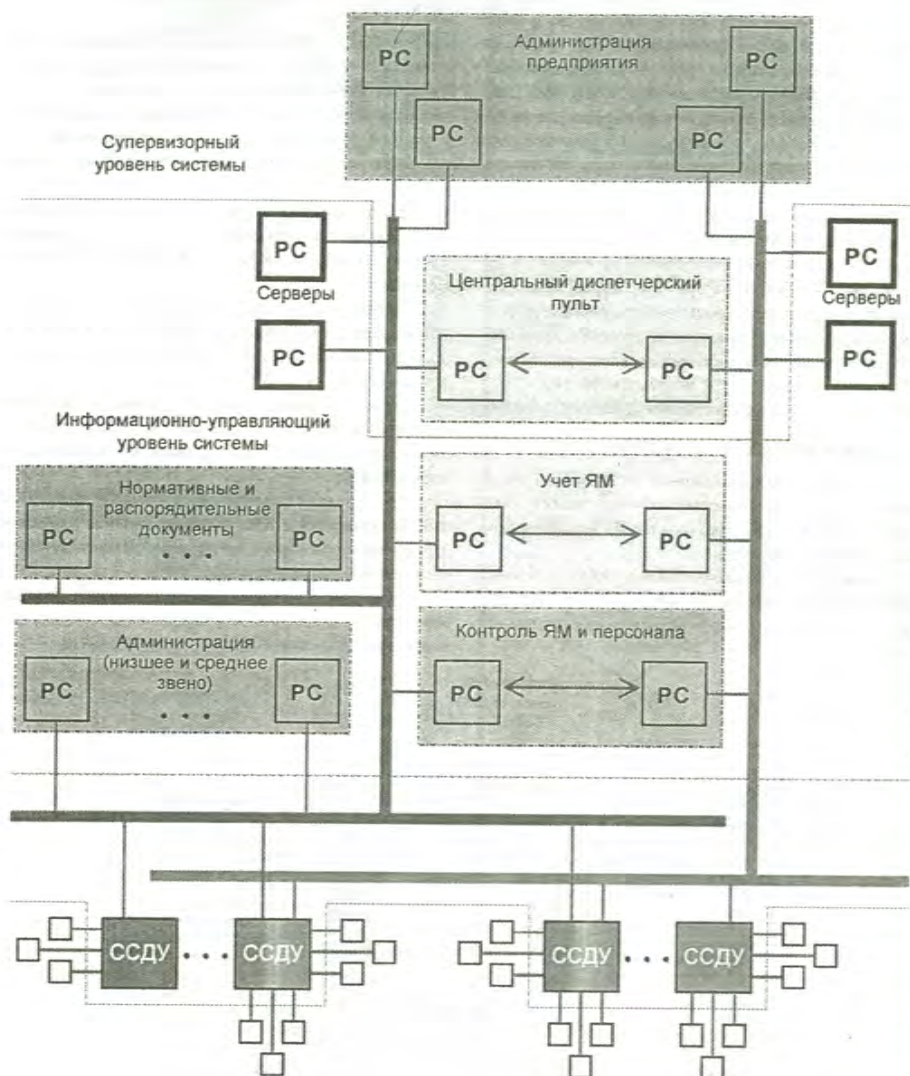


Рис. 6. Обобщенная структура системы учета и контроля сохранности ЯМ (□ – аппаратура контроля, регистрации и измерений)

ССДУ может обслуживать одно или несколько помещений, зону баланса или зону учета материалов. Важно, что во всех случаях общий набор задач станции включает сбор сведений о материале, местах его размещения, сохранности и доступе персонала к нему (4 задачи) (см. рис. 5). Но информационная наполненность каждой из этих задач (вплоть до нулевой) существенно различна для различных помещений в зависимости от типа ЯМ, его количества и характера работ.

Так, для помещений (зона учета), в которые ЯМ попадает на период рабочего времени, его идентификация осуществляется только по штриховому коду, проход персонала осуществляется по пропуску (без проверки индивидуальных признаков персонала, станция сбора данных может быть реализована на одной ЭВМ (или даже контроллере).

Для тех помещений, в которых производится полная проверка характеристик ЯМ (в том числе масса, изотопный состав и радиационный паспорт), проход осуществляется с проверкой индивидуальных признаков персонала (например, по биометрии руки) и наличие ЯМ на местах размещения постоянно контролируется (например, датчиками контроля наличия ЯМ — "место" или системой теленаблюдений), а помещения оборудованы дополнительными техническими средствами охраны, ССДУ состоит из набора компьютеров, обеспечивающих решение указанных задач. Такой состав оборудования характерен для ССДУ, обслуживающих зоны баланса материалов (например, хранилища ЯМ).

Следует заметить, что в общем случае по каждой из задач информация может быть открытого и закрытого характера. При этом сбор закрытой и открытой информации должен осуществляться отдельными ЭВМ.

Если по всем четырем задачам в помещениях, обслуживаемых данной ССДУ, обращается только открытая информация, то ССДУ может быть реализована на одной ЭВМ. В случаях, если хотя бы по одной из задач информация имеет закрытый характер, то в состав ССДУ должна входить ЭВМ, подключенная к закрытой сети. Но закрытая информация по всем четырем задачам в свою очередь может объединяться на одной ЭВМ.

3.2. На информационно-управляющем уровне осуществляются:

- на основании данных, получаемых от ССДУ, учет ЯМ в зоне единой административной ответственности с выдачей учетных и отчетных документов и отслеживанием перемещений учетной единицы (управление и контроль обеспечиваются оборудованием ССДУ);

- управление допуском сотрудников в помещения и к ЯМ и контроль внутренних перемещений сотрудников;

- управление и контроль за обращением с ЯМ;
- оперативный (ежедневный) контроль за местом размещения ЯМ;

- ввод нормативных документов для осуществления контроля правомерности действий с ЯМ;
- создание единой базы данных по учету, контролю и сохранности ЯМ на основе специально вводимой информации и данных, предоставляемых от ССДУ.

По сути, именно на этом уровне осуществляется управление работами с ЯМ, включая их учет, контроль сохранности и допуск сотрудников.

Информационно-управляющий уровень включает подуровни административного управления (администраторы низшего и среднего звена, осуществляющие управление работами в подчиненных им помещениях и задающие условия проведения работ), службы специального хранения, службы безопасности для зон единой административной ответственности.

Информационный обмен между закрытой и открытой информационными сетями осуществляется главным образом на управляющем уровне системы. Такой обмен происходит либо на основе передачи допустимых сведений на твердых машинных носителях, либо за счет установки мониторов предоставления визуальной информации, либо за счет организации специального канала межмашинной связи.

3.3. Основной задачей верхнего супервизорного уровня является предоставление данных для круглосуточного контроля процесса обращения и сохранности ЯМ и предоставление информации и возможности управления для администрации верхнего уровня (в масштабе зоны единой административной ответственности и для служб института).

Целесообразно отметить, что супервизорный уровень, обязательно имеющийся в развитых системах как уровень администрации и централизованных служб, в условиях небольших площадок (зон единой административной ответственности) по аппаратному составу может быть трансформирован (до нуля) передачей функций на предыдущий уровень (уровень управления).

Обобщенная схема системы учета и контроля сохранности ядерных материалов с функциями обеспечения безопасного проведения работ на реакторной площадке ВНИИЭФ показана на рис. 6.

Система создана в 1997 году в рамках сотрудничества с национальными лабораториями США. По результатам отработки и опытной эксплуатации в настоящее время система вводится в постоянную эксплуатацию.

ТЕСТОВЫЕ КРИТИЧЕСКИЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ НА УСТАНОВКЕ ФКБН-2М

М. И. Кувшинов, С. В. Воронцов, В. П. Горелов, В. П. Егоров, А. Е. Запольский, В. И. Ильин,
И. А. Никитин, Д. П. Пешехонов, В. В. Порхаев, С. А. Усатов
(РФЯЦ-ВНИИЭФ)

ВВЕДЕНИЕ

Стенд для критических сборок или установка ФКБН-2М (физический котел на быстрых нейтронах) был создан в РФЯЦ-ВНИИЭФ в начале 50-х годов [1, 2]. В последующие годы он неоднократно модернизировался и совершенствовался с целью повышения безопасности проводимых на нем работ. Очередное совершенствование стенда завершилось в 2000 году.

Характер экспериментов с критическими системами, проводимых на установке, закономерно менялся со временем в тесной связи с развитием методов нейтронных расчетов, ростом мощности вычислительной техники и созданием систем нейтронных констант [3]. В настоящее время на установке ФКБН-2М проводятся в основном тестовые (benchmark) эксперименты в интересах проверки нейтронных констант.

Первый раздел настоящей работы посвящен краткому описанию современной модификации установки, которая называется ФКБН-2М.

Во втором разделе рассмотрены процедуры критических экспериментов и обработки их результатов, необходимые для выполнения требований, предъявляемых к тестовым данным.

В третьем разделе обсуждены некоторые новые критические эксперименты, выполнение которых планируется на установке ФКБН-2М, и пути повышения безопасности их проведения.

1. ОСОБЕННОСТИ КОНСТРУКЦИИ И СУЗ УСТАНОВКИ ФКБН-2М

В состав установки ФКБН-2М входят:

- электромеханический стенд, на котором производится поэтапная сборка частей размножающей нейтронной системы (РС) и последующая, реализуемая дистанционно, компоновка их с целью образования критической конфигурации системы;

- автоматизированная система управления и защиты (СУЗ), обеспечивающая оператору возможность дистанционно управлять работой стенда и технологическим оборудованием (защитные двери, подъемные устройства и др.) по наиболее безопасному алгоритму выполнения операций;

- оборудование для измерения физических характеристик РС и обработки получаемой информации, в том числе с использованием компьютерных программ.

Электромеханический стенд установки ФКБН-2М размещен в зале размером 12×10×8 м, имеющем толстые (1–3 м) бетонные стены и потолок для защиты от нейтронного и гамма-излучения, а также от взрывного воздействия. Схематическое изображение электромеханического стенда представлено на рис. 1.

Стенд содержит пять основных блоков:

- подвижный стол с приспособлениями для крепления нижней части РС и ее перемещения в вертикальном направлении;

- каретку с подставкой для крепления верхней части РС, перемещающуюся в горизонтальном направлении; она служит для надвигания верхней части РС над нижней, обеспечивая их соосное в вертикальном направлении положение;

- регулируемую пробку с механизмом ее перемещения в вертикальном направлении относительно нижней части РС;

- устройство для пневматического перемещения источника нейтронов (ИН) собираемой части РС, а также для экранирования нижней части РС после окончания ее сборки на столе стенда (устройством СПИН);

- механизм дистанционной загрузки детекторов нейтронов в центр РС (механизм КЦК).

Устройство СПИН и механизм КЦК были разработаны при очередном усовершенствовании установки в 2000 году.

Изменение реактивности собранной на стенде РС осуществляется путем дистанционно управляемого

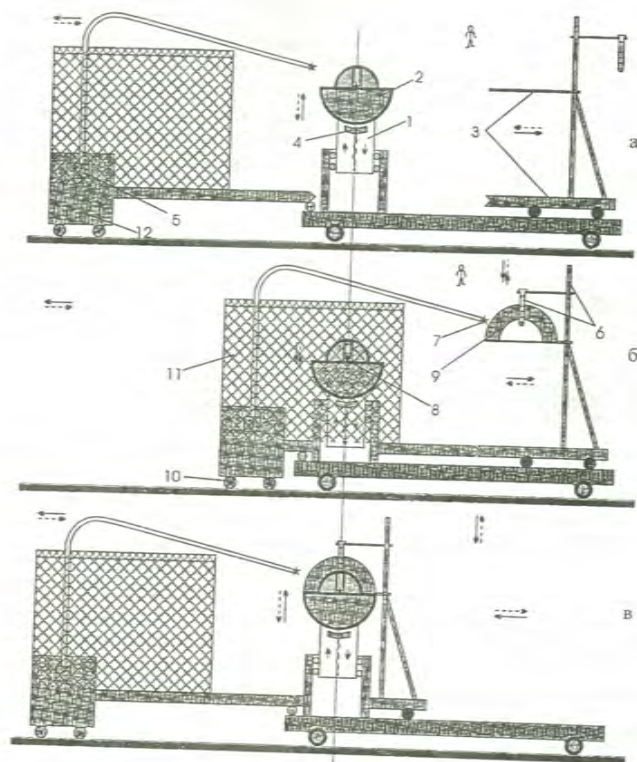


Рис. 1. Схематическое изображение электромеханического стенда установки ФКБН-2М: а – этап сборки нижней части РС; б – этап сборки верхней части РС; в – критическая конфигурация РС; 1 – подвижный стол; 2 – нижняя часть РС; 3 – каретка с подставкой для верхней части РС; 4 – регулировочная пробка; 5 – устройство СПИН; 6 – механизм КЦК; 7 – “боковой” ИН; 8 – “центральный” ИН; 9 – верхняя часть РС; 10 – тележка СПИН; 11 – металлическое ограждение; 12 – защитный блок; ----- → – возможное направление движения; —→ – занимаемое положение подвижного блока

сближения (разведения) ее частей. Скорости перемещения стола следующие: 0,01; 0,1 и 1 мм/с. Высота подъема стола от нижнего крайнего положения в верхнее 200 мм. Скорость перемещения регулировочной пробки 0,1 и 1 мм/с, высота ее подъема 100 мм. Скорость движения каретки 5 мм/с, длина пути 1000 мм. Перемещение всех регулирующих органов стенда происходит с помощью электродвигателей, управление которыми осуществляется с пульта, размещенного за биологической защитой, и контролируется СУЗ.

Механизм подъема стола снабжен как дистанционно управляемым упором, так и сменными механическими упорами, позволяющими ограничивать высоту подъема стола. Стол является также основным испол-

нительным механизмом аварийной защиты, схема которого представлена на рис. 2. Аварийный сигнал СУЗ вызывает разрыв цепи питания электромагнитов стола и его сброс вместе с регулировочной пробкой в нижнее положение под действием силы тяжести.

Стенд позволяет собирать РС массой до 2000 кг и диаметром до 100 см.

Устройство СПИН представляет собой управляемый СУЗ пневматический механизм, перемещающий источник нейтронов (“боковой” ИН) по трубке из защитного блока к поверхности собираемой части РС. Все устройство размещается на тележке, перемещаемой по рельсовой колее, на которой установлен электромеханический стенд установки ФКБН-2М. Тележка

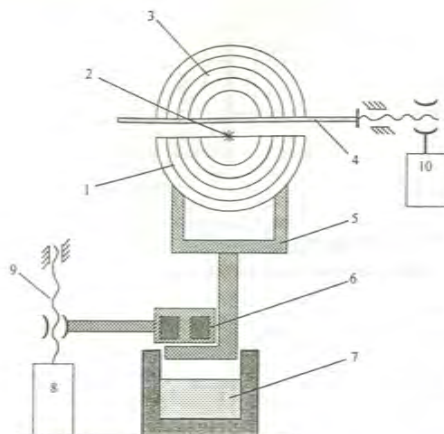


Рис. 2. Схема механизма аварийной защиты ФКБН-2М: 1 - перемещаемая нижняя часть РС; 2 - источник нейтронов; 3 - верхняя часть РС; 4 - стальная диафрагма; 5 - подвижная опора (стол); 6 - электромагнит; 7 - гидравлический демпфер; 8-10 - механизмы перемещения

несет также металлическое ограждение, предотвращающее возможность подхода (приближения) к нижней части РС по полу помещения.

Положение тележки СПИНа коррелируется с этапами сборочных работ на стенде установки ФКБН-2М. На первом этапе работ положение тележки соответствует размещению "бокового" ИН вблизи собираемой на столе стенда нижней части РС. При этом ограждение тележки не препятствует монтажу РС оператором, который находится на специальном стуле (см. рис. 1,а). Заметим, что при сборке нижней части РС в ее центр (в соответствии с технологической инструкцией на работу) может быть дополнительно помещен "центральный" ИН.

По завершении процесса сборки нижней части РС тележка СПИНа вручную перемещается по рельсовой колее и жестко (на два замка) сцепляется с кареткой стенда. При этом:

- ИН, находящийся в трубке пневмосистемы, перемещается к диафрагме, на которой монтируется верхняя часть РС;
- ограждение тележки экранирует нижнюю часть РС, в том числе и сверху, и оператор не может добавить какую-либо деталь к нижней части РС (см. рис. 1,б).

Механизм КЦК представляет собой винтовую пару с электроприводом. Он обеспечивает перемещение контейнера с детекторами в вертикальном направлении на пути ~ 400 мм со скоростью ~ 1 мм/с. Контейнер выполнен в виде тонкостенной ($t \approx 0,5$ мм) метал-

лической трубки диаметром ~ 20 мм и длиной ~ 400 мм. Механизм КЦК жестко закреплен на каретке стенда и вместе с верхней частью РС может перемещаться в горизонтальном направлении.

По окончании процесса сборки верхней части РС (но при исходном положении каретки, рис. 1,б) технологическим регламентом работ предусмотрена процедура юстировки механизма КЦК для обеспечения свободного ввода контейнера в вертикальный осевой канал РС.

После завершения указанных работ персонал должен покинуть помещение стенда установки ФКБН-2М и закрыть защитные двери. Дальнейшая сборка (сближение) частей РС с целью создания критической конфигурации системы, в том числе и перемещение контейнера, производится только дистанционно из пультного помещения (рис. 1,в).

Автоматизированная система управления и защиты установки ФКБН-2М реализована на помехоустойчивых логических элементах типа T101 (без использования компьютера).

СУЗ контролирует и выдает на пульт следующую информацию:

- о плотности потока нейтронов утечки из РС (или от источника);
- о температуре РС;
- о расположении перемещаемых блоков стенда (стол, каретка, пробка, тележка СПИНа, нейтронный источник, КЦК), а также технологического оборудования (подъемные устройства, защитные двери и др.).

СУЗ предписывает оператору наиболее безопасный алгоритм управления стендом и технологическим оборудованием путем пропускания или блокирования его команд с пульта управления к исполнительным механизмам системы.

Не вдаваясь в подробности логической схемы СУЗ, отметим ряд автоматически выдаваемых сигналов, которые являются наиболее важными для обеспечения радиационной и ядерной безопасности работ на установке ФКБН-2М.

СУЗ блокирует открывание защитных дверей в помещении стенда установки, если:

- не включен пульт управления установкой;
- плотность потоков нейтронного и гамма-излучения из РС превышает установленные уровни;
- части РС не разведены в исходные положения, при которых РС глубоко подкритична (стол - внизу, каретка отведена).

Перемещение всех частей РС в сторону их сближения блокируется, если:

- поток нейтронов от РС (или источника) меньше 10^5 нейтр./с;
- каналы измерения потока нейтронов неисправны или их показания рассогласованы.

- Дополнительно накат каретки блокируется, если:
 - дверные проемы в помещение стенда не закрыты;
 - подъемные устройства не находятся в исходном положении (адали от РС);
 - тележка устройства СПИН не сцеплена с кареткой;
 - КЦК не в верхнем положении;
 - стол не поднят на 40 мм от нижнего положения.

Дополнительно подъем стола блокируется, если включенная скорость не адекватна диапазону измерения нейтронного потока.

Аварийный сброс стола происходит при:

- нажатии кнопки «АС» на пульте управления установкой, а также при выключении электрического напряжения в здании;
- превышении температуры РС и плотности потока нейтронов установленных уровней.

Кроме того, происходит автоматический спуск стола со скоростью 1 мм/с при открывании защитных ворот в помещение стенда.

В СУЗ установки ФКБН-2М предусмотрен калибровочный режим, включение которого производится только при отсутствии делящегося материала (ДМ) в помещении стенда.

Основными нейтронно-физическими характеристиками РС, измеряемыми с помощью штатного оборудования установки ФКБН-2М, являются:

- реактивность и возмущение реактивности различными микро- и макрообразцами;
- константа спада и время жизни мгновенных нейтронов;
- коэффициент умножения системой нейтронов источника;
- скорости реакций деления и активации образцов;
- спектры нейтронов утечки и др.

Для измерения реактивности в интервале ее значений $-2 < \rho / \beta_{\text{эф}} < +0,5$ применяется метод, основанный на обращенном решении уравнений кинетики. Относительная погрешность измерений составляет 1–3%, (1 σ). Для изучения глубоко подкритических конфигураций РС используются методы Шестранда и "стреляющего" источника, относительная погрешность $\sim \sqrt{\rho}$, % (1 σ).

В целях повышения надежности экспериментальных результатов измерения констант спада мгновенных нейтронов на установке ФКБН-2М проводятся двумя методами: России-а и спонтанного импульсного источника, использующего ионизационную камеру деления со слоем ^{252}Cf . Современная техника измерений и компьютерная обработка экспериментальных результатов позволяют определять константу спада мгновенных нейтронов с относительной погрешностью $\sim 1\%$, (1 σ).

Коэффициент умножения измеряется с помощью "всеволнового" детектора нейтронов с относительной погрешностью $\sim 1\%$, (1 σ).

Скорости реакций деления регистрируются либо по осколкам деления (ионизационные камеры деления, трековые детекторы и др.), либо по γ -активности осколков деления (обычно ^{140}La , ^{143}Ce и др.). Путем регистрации осколков деления обычно определяются спектральные индексы (отношение средних для спектра нейтронов РС сечений деления) с относительной погрешностью $\sim 2-4\%$, (1 σ).

Спектры нейтронов утечки из РС либо измеряются "прямыми" методами (с помощью пропорциональных газовых счетчиков [4] или сцинтилляционных датчиков), либо восстанавливаются по результатам измерений активационных и делительных интегралов [5]. Погрешность измерений зависит от энергетического интервала спектра и обычно лежит в пределах 4–10%.

2. ПРОЦЕДУРЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ И ФОРМИРОВАНИЯ ТЕСТОВЫХ КРИТИЧЕСКИХ МОДЕЛЕЙ, АДЕКВАТНЫХ РЕАЛЬНОЙ СБОРКЕ

В настоящее время на установке ФКБН-2М в основном проводятся тестовые (benchmark) эксперименты в интересах проверки нейтронных констант для делящихся и конструкционных материалов. Наиболее ценными в рассматриваемом аспекте являются комплексные исследования РС, при которых одновременно измеряются несколько тестовых параметров:

- $K_{\text{эф}}$ — эффективный коэффициент размножения нейтронов;
- спектры нейтронов утечки (или в центре РС);
- отношения реакций деления или активации;
- возмущение реактивности РС образцами из различных материалов, размещаемых в ее центре, и др.

Современные требования к тестовым экспериментам весьма высоки [6]. Здесь мы не будем их подробно рассматривать. В ходе дальнейшего изложения некоторые из требований будут обсуждены на конкретных примерах. Отметим только, что конечным этапом тестового эксперимента является формирование (формулирование) расчетной модели реальной РС, для которой приводится значение тестируемого параметра.

Описание модели должно быть полным (геометрия, масса, нуклидный состав для каждого материала) и точным (с указанием погрешности и способа ее определения для каждого параметра).

Основным тестовым параметром для критических сборок является эффективный коэффициент размножения нейтронов $K_{\text{эф}} = 1$. Процедура критических измерений на установке ФКБН-2М и формулирования (формулирование) расчетной критической модели, адекватной экспериментальной РС, заключается в следующем:

- путем изменения состава деталей в РС на стенде установки подбирается конфигурация сборки, близкая

к критической (рис. 3). Эта конфигурация фиксируется с помощью жестких упоров в механизме подъема нижней части РС;

– тщательно измеряется реактивность Δ_0 подобранной РС (в единицах $\beta_{\text{эф}}$ или $\Delta = 1/M$, где M – коэффициент умножения нейтронов центрального источника, для определенности в дальнейшем будем использовать $\Delta = 1/M$) и ее повторяемость при переборках РС;

– измеряется возмущение реактивности РС, обусловленное: опорами для каждой части РС, $\Delta_{\text{оп}}$ (путем добавления к сборке аналогичных деталей, см. рис. 4); боковым и центральным источниками нейтронов, $\Delta_{\text{и}}$ (попеременно удаляя один из них); малыми образцами (пробками) из делящихся и конструкционных материалов, входящих в состав РС, $\Delta_{\text{м}}$ (путем удаления или добавления их в центральный канал сборки); изменением реактивности при смыкании РС (путем экстраполяции зависимости реактивности РС от размера щели между нижней и верхней частями сборки h к $h = 0$); поправкой к реактивности из-за приведения температуры сборки к 20 °С, Δ_t (эта поправка существенна для РС, содержащих плутоний);

– с помощью расчетов определяется возмущение реактивности РС, обусловленное стенами помещения, в котором расположен стенд установки ФКБН-2М, $\Delta_{\text{ст}}$.

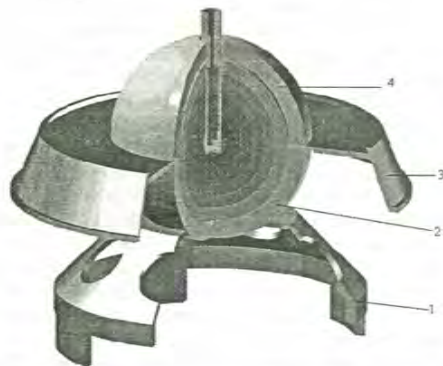


Рис. 3. Критическая конфигурация сборки со "штатными" опорными деталями: 1 – опора нижнего блока РС; 2 – нижний блок; 3 – опора верхнего блока РС; 4 – верхний блок

На основании данных, полученных при выполнении указанных процедур, формируется стендовая модель экспериментальной сборки в виде сферы, свободной от опорных конструкций и других отражателей, включая стены помещения. Их влияние на реактивность РС учитывается путем внесения поправок к значению Δ_0 – реактивности реальной экспериментальной сборки.

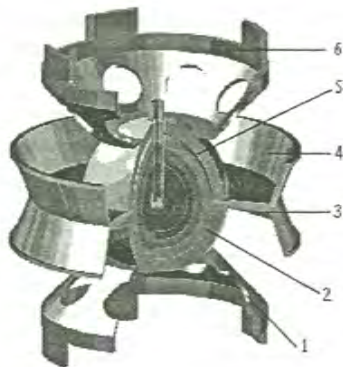


Рис. 4. Критическая конфигурация сборки с дополнительными опорными деталями: 1 – опора нижнего блока РС; 2 – нижний блок; 3 – "штатная" опора верхнего блока РС; 4 – дополнительная опорная деталь для верхнего блока РС; 5 – верхний блок; 6 – дополнительная опорная деталь для нижнего блока РС (дополнительный отражатель)

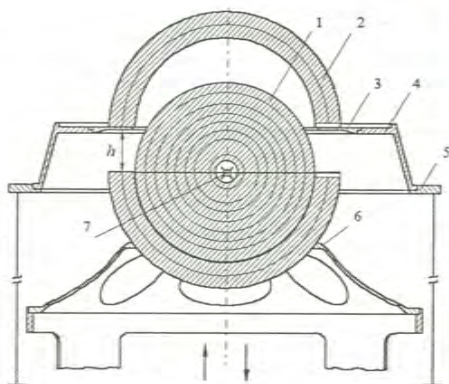


Рис. 5. Схематическое изображение сборки из ^{235}U (90%) без отражателя, размещенной на стенде ФКБН-2М: 1 – нижний блок сборки; 2 – верхний блок сборки; 3 – стальная диафрагма; 4 – верхняя опора; 5 – подставка; 6 – нижняя опора с подставкой; 7 – источник нейтронов

Реактивность стендовой модели определяется по соотношению

$$\Delta_{\text{ст}} = \Delta_0 + \Delta_{\text{оп}} + \Delta_{\text{м}} + \Delta_{\text{от}} + \Delta_{\text{и}} + \Delta_{\text{т}}.$$

Для тестовыхборок указанные поправки и погрешность их определения не должны быть значительными. Например, для тестовой сферической сборки из ^{235}U (90%) без отражателя (рис. 5) $\Delta_0 = 0,48$;

$$\sum_i \Delta_{\text{погр}} = 0,06; \Delta_{\text{ст}} = 0,54 (10^3/M) [7].$$

$\Delta_{\text{т}}$ обычно не равна нулю. (Стеновая модель слегка подкритическая или надкритическая.) Путем изменения одной из характеристик модели (как правило, массы, добавляемой или удаляемой с поверхности или из центра РС) она доводится до критического состояния: $\Delta = 0$ ($K_{\text{эф}} = 1$). В рассматриваемом примере для доведения стеновой модели до критического состояния на ее поверхность надо добавить 87,1 г ^{235}U (90%). Общая масса урана в критической сборке ≈ 59260 г. Таким путем стеновая модель переходит в разряд расчетной критической ($K_{\text{эф}} = 1$) сферической модели, для которой приводятся окончательные характеристики: размер, масса, нуклидный состав.

На основании экспериментальных исследований на установке ФКБН-2М нами формируются два типа расчетных сферических критических моделей: слоистая и гомогенная. В слоистой модели критическая система имеет вид сферической матрешки. При этом каждый сферический слой по размерам соответствует реальному слою в эксперименте, составленному из двух полусфер, и плотность материала для каждого слоя определяется путем деления его массы на объем.

В гомогенной расчетной модели сферические слои формируются только по составу материалов, используемых в экспериментальной сборке (^{235}U (90%), ^{235}U (36%), ^{239}Pu (δ), ^{239}Pu (α), конструкционные материалы в качестве внешнего отражателя или заполнителя центральной полости). Заметим, что для тестовых критических систем, подобранных на установке ФКБН-2М, различия в критических параметрах для слоистой и гомогенной расчетных моделей пренебрежимо малы. Это объясняется простой геометрией РС и высокой точностью изготовления деталей из делящихся материалов.

Важнейшим этапом работы по формированию тестовой расчетной модели (на основе критических экспериментов) является оценка погрешности определения значения $K_{\text{эф}}$.

Заметим, что измерение реактивности реальной РС на стенде ФКБН-2М с необходимой высокой точностью не является самым трудным этапом при получении тестовых данных. Основная трудность в достижении конечной цели заключается в формулировании расчетной модели, адекватной реальной РС, и в достоверной оценке погрешности тестового значения $K_{\text{эф}}$.

Расчетная модель экспериментальной критической сборки всегда является идеализированной системой, так как практически невозможно описать до мельчайших подробностей (с высокой точностью) ее конструкцию и нуклидный состав.

В частности, это связано с наличием допусков при изготовлении каждой детали РС, со сложностью и многообразием предметов, расположенных в помещении стенда ФКБН-2М (детали стенда, датчики нейтронов, технологическое оборудование и др.).

В рассматриваемом аспекте достоинствами тестовых экспериментов на установке ФКБН-2М являются:

- простота нуклидного состава и геометрии экспериментальной РС, близкой к сферической;
- малая погрешность паспортных данных о размере, массе и нуклидном составе деталей, используемых в экспериментах;

- возможность экспериментального определения возмущения реактивности РС, обусловленного технологическим оборудованием (подставками, диафрагмами и др.), образцами из делящихся и других материалов, размещаемыми в канале РС;

- высокая точность измерения реактивности и ее повторяемость при переборках РС.

Указанные достоинства установки ФКБН-2М обеспечивают возможность формирования расчетной критической модели РС, адекватной реальной сборке, с погрешностью значения $K_{\text{эф}}$, удовлетворяющей тестовым требованиям.

В данном докладе, из-за ограничения его объема, не представляется возможным описать процедуру оценки погрешности определения значения $K_{\text{эф}}$ для расчетной модели тестовой сборки. Эта процедура изложена в справочнике [7]. Отметим только, что полная погрешность определения $K_{\text{эф}}$ оценивалась по формуле

$$\delta k/k_{\text{эф}} = [(\delta k/k)_{\text{exp}}^2 + (\delta k/k)_{\text{core}}^2 + (\delta k/k)_{\text{ref}}^2 + (\delta k/k)_{\alpha}^2 + (\delta k/k)_{\beta}^2 + (\delta k/k)_{\text{ref}}^2 + (\delta k/k)_{\text{ref}}^2]^{1/2},$$

где $(\delta k/k)_{\text{exp}}$ — относительная погрешность, обусловленная ошибкой измерения M (а также процедурой приведения результатов измерений к условиям критической сферической модели); $(\delta k/k)_{\text{m}}$, $(\delta k/k)_{\text{R}}$, $(\delta k/k)_{\alpha}$, $(\delta k/k)_{\beta}$ — относительные погрешности, обусловленные неопределенностями в знании масс, размеров, атомного содержания ^{235}U и примесей в активной зоне соответственно; индексы "core" и "ref" указывают, что соответствующие параметры относятся к активной зоне и к отражателю.

Коэффициенты чувствительности, необходимые для оценки вклада в погрешность $K_{\text{эф}}$ от отдельных составляющих, были получены расчетным путем с помощью метода сферических гармоник.

Для слоистой тестовой критической сборки из ^{235}U (90%) без отражателя (уже использованной в статье в демонстрационных целях) полная погрешность составила $\pm 0,0014$

$$K_{\text{эф}} = 1,0000 \pm 0,0014.$$

В настоящее время в справочнике [7] опубликованы 34 тестовые критические сборки, экспериментальное изучение которых проведено на установке ФКБН-2М. Эти сборки содержат металлические сплавы из плутония (в α и δ -фазах) и урана с различными нуклидными составами. В качестве отражателей ис-

пользуются полиэтилен, сталь, дюралюминий, медь, графит. Заметим, что в ранг тестовых может быть включено значительно большее число экспериментально изученных на установке ФКБН-2М критических сборок после проведения их анализа и экспертизы.

3. НОВЫЕ КРИТМАССОВЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ И ПУТИ ПОВЫШЕНИЯ БЕЗОПАСНОСТИ ИХ ПРОВЕДЕНИЯ

3.1. В ближайшие годы установка ФКБН-2М будет использоваться для тестовых экспериментов. При этом планируется развитие работ в двух направлениях. Первое направление связано с расширением банка данных для тестовых критических систем. Во втором направлении исследований ФКБН-2М применяется в качестве мощного источника α -, γ -излучения с хорошо изученными характеристиками.

В работах по первому направлению особое внимание будет уделено изучению характеристик критических сборок, в которых сферическая активная зона из металлического ^{235}U (90%) и ^{235}U (36%) имеет большую (до 240 мм) центральную полость. Указанная полость заполняется вкладышем из материала, ядерные характеристики которого изучаются. Планируется проведение комплексных экспериментов. В качестве тестовых параметров в них служат:

- коэффициент размножения нейтронов $K_{\text{эф}}$;
- спектр нейтронов в центре вкладыша $N(E)$;
- возмущение реактивности системы вкладышем $\Delta\rho$;
- характеристики спада плотности мгновенных нейтронов.

Достоинствами рассматриваемых экспериментов являются:

- возможность проведения критического эксперимента с относительно малым количеством изучаемого материала;
- отсутствие фона при измерении спектра нейтронов в центре критической системы.

Первое достоинство особенно существенно при изучении характеристик большого числа вкладышей сложного моного состава, содержащих делящиеся материалы (в опытах определяются зависимости $K_{\text{эф}}$ и $N(E)$ от концентрации заданного нуклида, от размеров частиц дисперсионного топлива и др.).

Кроме того, такие критические эксперименты с малыми массами исследуемого материала важны для дорогостоящих или редких материалов, а также в случае, если проведение опытов с большим количеством изучаемого материала является чрезмерно опасным (например, критические опыты с ^{237}Np).

В качестве конкретного примера рассматриваемых критических экспериментов с заполнением центральной полости активной зоны изучаемыми материалами

укажем находящиеся в стадии подготовки опыты с моделями размножающего blankets электростатической установки (рис. 6). (Активная зона в виде поллой сферической диаметром 183-300 мм составлена из металлического ^{235}U (90%) и ^{235}U (36%).

Шаровые вкладыши - модели имеют разные молярные и нуклидные составы: $\text{ANaF} + \text{BZrF}_4 + \text{C}^{235}\text{U}$ (Z), где A, B, C, Z - варьируемые для ряда вариантов вкладышей константы).

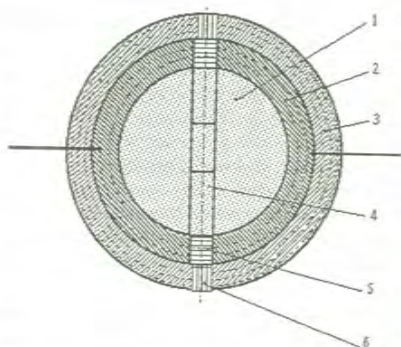


Рис. 6. Схематическое изображение критической сборки с моделью размножающего blankets в центре: 1 - размножающая модель; 2 - слой из ^{235}U (90%); 3 - слой из ^{235}U (36%); 4 - пробки из сплавов; 5 - пробки из ^{235}U (90%) диаметром 27 мм; 6 - пробки из ^{235}U (36%) диаметром 22 мм

Рассматриваемые эксперименты проводятся для тестирования расчетов, проводимых в интересах решения проблемы утилизации оружейного плутония и трансмутации радиоактивных отходов.

Тестовые критические эксперименты будут проводиться на установке ФКБН-2М с целью уточнения полученных ранее данных (в случае, если они не удовлетворяют современным требованиям), а также для новых делящихся и конструкционных материалов. Применение установки ФКБН-2М в качестве мощного источника α -, γ -излучения, безусловно, будет актуальным в ближайшем будущем. В настоящее время разработаны конкретные программы по измерению спектров прохождения нейтронов через различные материалы, по калибровке датчиков нейтронов и др.

3.2. Одной из постоянных, не утративших своей актуальности задач является повышение уровня ядерной и радиационной безопасности работ на установке ФКБН-2М с РС.

В интересах решения этой задачи во ВНИИЭФ было проведено подробное исследование источников опасностей и вероятностный анализ их реализации при

работ на установке ФКБН-2М [8], а также изучены публикации по ядерным авариям. (Рекомендации по ядерной и радиационной безопасности, указанные в работе [8], были выполнены при усовершенствовании установки ФКБН-2М в 2000 году.)

Для повышения уровня ядерной и радиационной безопасности планируется использовать возможности системы учета, защиты и контроля ядерных материалов на реакторной площадке ВНИИЭФ.

Это прежде всего относится к контролю:

- перемещения делящихся материалов из хранилища в помещение стенда установки ФКБН-2М (в том числе контроль за поштальной доставкой делящихся материалов для нижней и верхней частей РС);
- наличия эксплуатационного персонала на рабочем месте;
- медицинского осмотра персонала;
- индивидуального доступа персонала в помещение стенда при наличии в нем делящихся материалов (реализация "правила двух");
- за процессом сборки РС с помощью телевидения.

Планируется также оказание помощи оператору при сборке РС (в части контроля правильности выполняемых процедур) путем компьютерного сопровождения эксперимента в реальном масштабе времени.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Установка ФКБН-2М, укомплектованная уникальным набором деталей из делящихся и конструкционных материалов, а также современными методиками ядерно-физических измерений, является ценным инструментом для экспериментального изучения размножающих систем в интересах создания банка данных по тестовым (benchmark) критическим сборкам для проверки нейтронных констант.

2. Конструкция стенда для критическихборок, его СУЗ, измерительная система и технологическое оборудование удовлетворяют современным требованиям ядерной и радиационной безопасности для такого класса установок.

3. Экспериментальные результаты, полученные на установке ФКБН-2М, имеют большую научную цен-

ность. Более 30 тестовых критическихборок включены в международный справочник.

4. На установке планируется проведение новых тестовых экспериментов по актуальным направлениям исследований в интересах развития ядерной науки и технологии.

5. В целях дальнейшего повышения уровня ядерной и радиационной безопасности критическихборок на установке ФКБН-2М будут созданы автоматизированные системы поддержки персонала на основе компьютерной технологии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Воинов А.М., Егоров В.П., Запольский А.Е. и др. Стенд для исследования нейтронно-физических характеристик критическихборок. – ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 1992, вып. 2, с. 21–29.
2. Kuvshinov M.I., Voinov A.M. and Zagrafov V.G. The History of Works on Nuclear Criticality Safety in RFNC-VNIIEF. Proc. Fifth Int. Conf. on Nuclear Criticality Safety, Albuquerque, 1995, p. 12–22.
3. Zakharov A.N., Kuvshinov M.I. and Smirnov I.G. The Modern Problems and Research Program on Nuclear Criticality Safety in VNIIEF. – Ibid., p.4*8 – 4*14.
4. Kuvshinov M.I., Shvetsov A.M., Egorov V.P. et al. – Proc. Int. Conf., on the Physics of Reactors PHYSOR 96, September 16–20, 1996, Mito, Ibaraki, Japan, vol. 2, p. E-338 – E-346.
5. Севастьянов В.Д., Кошелев А.С., Маслов Г.Н. Стандартное поле нейтронов в центре активной зоны БИР-2М. – Атомная энергия, 1994, т. 76, с. 55–61.
6. Forecast of Criticality and Experiments Experimental Programs Needed to Support Nuclear Operations in the United States of America: 1994–1999. LA-12683, Los Alamos, New Mexico 87545.
7. International Handbook of Evaluated Critical Safety Benchmark Experiments. – Nuclear Energy Agency, Nuclear Science Committee, NEA/NSC/DOC(95)/I, Organization for Economic Co-Operation and Development, Paris, 1996.
8. Петрин С.В., Богданов В.Н., Воронцов С.В. и др. Результаты анализа безопасности эксплуатации ядерных установок ВНИИЭФ. – См. настоящий вып. с. 95–102.

О ВОЗМОЖНОСТИ СОЗДАНИЯ ПОЛНОМАСШТАБНОГО СТЕНДА-ТРЕНАЖЕРА НА БАЗЕ СТЕНДА КРИТИЧЕСКИХ СБОРОК ФКБН-2М ДЛЯ ОБУЧЕНИЯ ПЕРСОНАЛА И ПОВЫШЕНИЯ БЕЗОПАСНОСТИ РАБОТ С РАЗНОЖАЮЩИМИ СИСТЕМАМИ

А. Ф. Кушнарев, С. В. Воронцов, В. И. Ильин, М. И. Кувшинов, В. В. Порхаев
(РФЯЦ-ВНИИЭФ)

ВВЕДЕНИЕ

Во ВНИИЭФ постоянно и интенсивно проводятся различные эксперименты, связанные с исследованием размножающих систем (РС) и использованием импульсных ядерных реакторов [1–5].

Работы по экспериментальному изучению критических систем из делящихся материалов (ДМ) были начаты в конце 40-х годов. За прошедшее время были изучены параметры ~1000 различных РС. Из них около половины практически доводились до критического состояния. В остальных случаях измерялся коэффициент умножения или реактивность для определения степени подкритичности системы. Исследования проводились с использованием унифицированных комплектов полусферических деталей из делящихся и инертных материалов, позволяющих собирать РС различной конфигурации. В числе ДМ изучены: ^{235}U (90%), ^{235}U (75%), ^{235}U (36%), сплав ^{235}U (90%) + Mo (9% по массе), ^{233}U , ^{239}Pu (88%) в α - и δ -фазах, ^{239}Pu (98%) в δ -фазе, а также твердые имитаторы водных растворов ^{235}U (90%). В ряде РС активная зона (АЗ) содержала два из указанных ДМ.

В качестве отражателей изучено ~30 различных материалов, в том числе вода, полиэтилен, медь, графит, алюминий, железо, бериллий, окись бериллия, ^{238}U , естественный уран, бетон, свинец, вольфрам, никель, молибден, титан, карбид бора, цирконий и т. д. Инертные материалы размещались снаружи АЗ, в центральной полости, а также между слоями из ДМ.

Эксперименты проводились на специальных стендах для критических сборок (СКС), конструкция которых совершенствовалась по мере накопления опыта проведения работ. В настоящее время критмассовые исследования проводятся на установке ФКБН-2М [1], схема которой представлена на рис. 1.

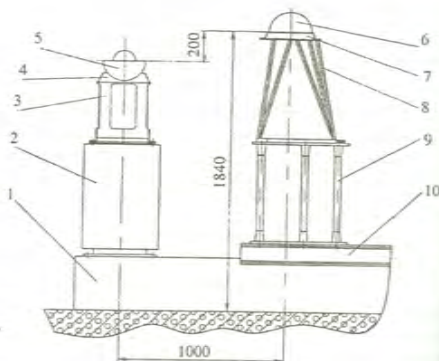


Рис. 1. Схема стенда критических сборок ФКБН-2М: 1 — тележка; 2 — стол; 3 — опора; 4 — конфорка; 5 — нижняя часть РС; 6 — верхняя часть РС; 7 — диафрагма; 8 — подставка; 9 — нижняя опора; 10 — каретка

Установка ФКБН-2М укомплектована уникальным набором деталей из делящихся и конструкционных материалов, а также современными методиками ядерно-физических измерений. Это обстоятельство обеспечивает возможность использования ее для экспериментального изучения размножающих систем в интересах создания банка данных по benchmark критическим сборкам для проверки нейтронных констант.

Результаты исследований, полученные на ФКБН-2М, имеют большую научную ценность. Более 30 benchmark критических сборок включены в международный справочник [6]. Результаты измерений критических параметров ряда сборок, выполненных по контракту № 10079 с МАГАТЭ, опубликованы в качестве материалов INDS [7].

На установке ФКБН-2М планируется проведение новых benchmark экспериментов по актуальным направлениям исследований в интересах развития ядерной науки и технологии. Особое внимание будет уделено экспериментам, направленным на решение проблемы конверсии оружейного плутония и трансмутации долгоживущих радиоактивных отходов [8].

При подготовке любого критического эксперимента производится ручная, т. е. при непосредственном участии операторов, сборка частей размножающей системы. Эта стадия эксперимента связана с максимальным профессиональным риском для персонала. Ошибка, приводящая к преждевременному достижению критического состояния, грозит переоблучением и, возможно, гибелью. Несчастные случаи такого рода на критических стендах были практически во всех лабораториях, проводящих работы с РС. Последняя реактивная авария произошла в июне 1997 года на стенде критических сборок ФКБН-2М [5]. Подобные аварии заставляют пересмотреть всю систему производства работ и стимулируют разработку технических и организационных средств, повышающих безопасность и качество работ с РС.

ВОПРОСЫ ЯДЕРНОЙ БЕЗОПАСНОСТИ ПРИ ПРОВЕДЕНИИ РАБОТ С РАЗМНОЖАЮЩЕЙ СИСТЕМОЙ

Очевидно, что при работах на стенде для критических сборок вопросы обеспечения ядерной безопасности имеют исключительно важное значение. Так как на стенде зачастую собираются неизвестные РС, то основным требованием безопасной работы является следующее правило: любая неизвестная система может стать критической.

Обычно конструкция СКС (в том числе и ФКБН-2М) [1] предусматривает возможность производить сборку РС по отдельным (разделенным в пространстве) частям, с последующим дистанционным сближением их с целью образования критической конфигурации. При сборке каждой части РС ядерная безопасность обеспечивается за счет высокой квалификации и дисциплинированности производителей работ. При сближении частей РС ядерная безопасность обеспечивается путем ограничения скорости сближения (скорости ввода реактивности) и надежностью срабатывания аварийной защиты [9]. Эффективность аварийной защиты зависит от геометрии системы (симметричное или несимметричное разделение РС на части) и мощности внешнего источника нейтронов.

Аварийная защита ФКБН-2М оборудована двумя измерительными токовыми каналами на основе плоскопараллельных камер деления со слоями из ^{239}Pu [1]. Контроль за потоком нейтронов утечки из РС ведется с помощью трех измерительных каналов (рис. 2).



Рис. 2. Размещение детекторов в зале стенда критических сборок ФКБН-2М: 1 – зал СКС; 2 – измерительная; 3 – пультовая; 4 – коридор

Детекторами нейтронов являются три "всеволоновые" счетчика с BF_3 , помещенные каждый в свой полиэтиленовый блок, и три ионизационные камеры деления с плоскопараллельными слоями из ^{235}U , заключенные в кадмиевые чехлы. Камеры работают в счетном режиме. Всеволоновые детекторы используются для работы при потоках от 10^4 до 10^9 нейтр./с, а камеры деления при потоках от 10^9 до 10^{13} нейтр./с. Работа разрешается в режимах, определенных предельно допустимыми значениями основных рабочих параметров:

- мощность делений в АЗ – 10^{13} дел./с;
- максимальная температура деталей из ДМ – 120°C для АЗ из ^{235}U с медно-никелевым покрытием, 70°C для АЗ из ^{239}Pu с никелевым покрытием и ^{235}U без антикоррозионного покрытия.

Кроме того, система управления и защиты (СУЗ) запрещает работу при потоке нейтронов утечки менее 10^5 нейтр./с и накладывает ограничения на скорости сближения частей РС.

Уникальность, значительное разнообразие и сложность работ, производимых с РС, приводят к большому влиянию человеческого фактора на безопасность работ. Подготовка специалистов, способных справляться с такими работами, занимает несколько лет, так как необходимая для них высокая квалификация в настоящее время может быть приобретена только за счет длительного опыта работы с РС. При этом подготовка специалиста ведется на реально действующей установке, и поэтому проработка ошибочных и нештатных ситуаций возможна только теоретически.

Одним из технических средств, позволяющих повысить качество подготовки специалистов и сократить время освоения технологии работы с РС, является раз-

работка полномасштабного стенда-тренажера, моделирующего сборку РС на критическом стенде ФКБН-2М. Предполагается создать тренажер, на котором должны в максимальной степени воспроизводиться действия всех членов эксплуатационного персонала установки при штатной работе с РС. При этом на стенде ФКБН-2М предусматривается сборка не реальной РС, а ее макета. Детали макета изготавливаются из инертного материала – сталь, свинец, ^{233}U , ВНЖ и т. д.

ОЦЕНКА ВОЗМОЖНОСТИ СОЗДАНИЯ ПОЛНОМАСШТАБНОГО СТЕНДА-ТРЕНАЖЕРА КРИТИЧЕСКИХ СБОРОК

При создании указанного выше тренажера должны быть обеспечены:

- моделирование физических процессов, происходящих в РС;
- создание компьютерного банка данных по характеристикам большого числа размножающих систем (N , Q , p), полученных ранее на стенде ФКБН-2М или расчетным путем;
- создание аппаратно-программного комплекса, обеспечивающего адекватную реакцию СУЗ ФКБН-2М при изменении геометрии модели РС (добавлении к модели РС на стенде каждой из составляющих ее деталей, изменении щели между частями имитируемой РС);
- управление стендом ФКБН-2М в реальном масштабе времени, руководствуясь информацией, выдаваемой моделирующей ЭВМ и СУЗ;

- имитация отклонений и ошибок в работе отдельных устройств стенда;
- имитация развития физических процессов в РС при возникновении нештатных и аварийных ситуаций;
- разработка программы, позволяющей в качестве предварительной подготовки эксперимента моделировать сборку различных РС на экране монитора с выдачей данных по текущему значению N , Q , p ;
- создание комплекса технических средств и методики обучения для организации центра подготовки и повышения квалификации специалистов, работающих в области ядерных технологий.

Методика создания стенда-тренажера критических сборок заключается в следующем. В качестве основного оборудования используется СКС ФКБН-2М и его технологическая оснастка, включая СУЗ. Создаются специальные банки данных по физическим параметрам компонентов РС (геометрия, массовый и изотопный составы, наборы ядерно-физических констант и т. д.). В сочетании с функциями изменения пространственного положения компонентов РС в процессе сборки формируется базовая информационная среда математической модели.

Также в задаче моделирования каждого этапа сборки РС должны быть учтены воздействия, связанные с управлением стендом критических сборок в реальном масштабе времени, имитацией отклонений и ошибок в работе отдельных устройств стенда и имитацией развития физических процессов в РС при возникновении нештатных ситуаций.

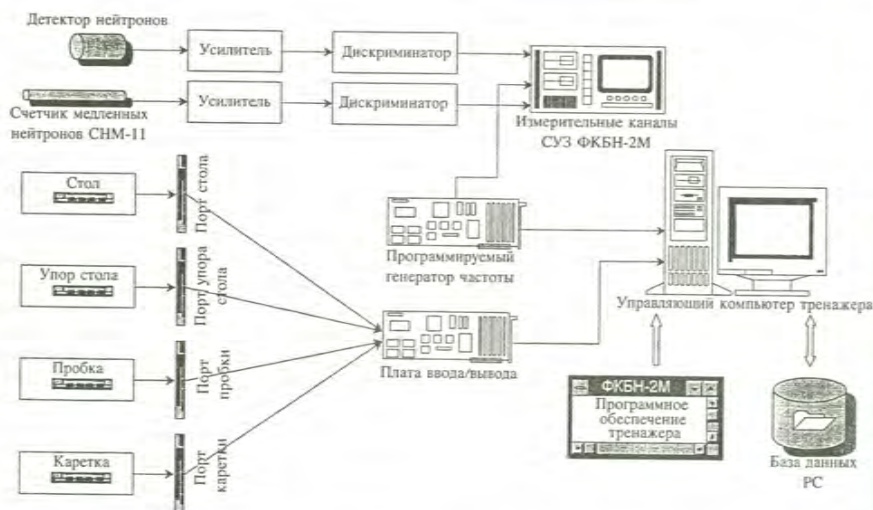


Рис. 3. Принципиальная схема полномасштабного тренажера на базе стенда критических сборок ФКБН-2М

В зависимости от конфигурации моделируемой РС активизируется массив данных математической модели. С определенным шагом дискретизации и величиной статистических погрешностей измерения табулируется состояние имитируемой РС и отображается на экране монитора. Одновременно отображаются соответствующие значения физических параметров, аналогичных величине плотности потока нейтронов утечки из системы (N), коэффициенту умножения (Q), реактивности (ρ). Работа детектора нейтронов имитируется программируемым генератором частоты, который сопряжен со счетными каналами информационно-измерительной системы СКС. Таким образом, в соответствии с программно заданным регламентом работ оценивается текущее состояние имитируемой РС и прогнозируется ее физическое состояние при осуществлении следующего шага сборки, задаваемого оператором. В случае неверных действий стажера тренажер выдает набор предупредительной сигнализации и информационных сообщений. Вся информация по текущему состоянию имитируемой РС отображается на экране монитора и в показаниях штатных приборов СУЗ установки. Предложенная методика разработки стенда-тренажера обеспечивает полную имитацию сборки РС на СКС ФКБН-2М. Принципиальная схема стенда-тренажера представлена на рис. 3.

АЛГОРИТМ РАБОТЫ ТРЕНАЖЕРА

Предусматривается следующий алгоритм перевода СКС ФКБН-2М в режим тренажера и работы в этом режиме:

- переключатель рода работ на пульте оператора переводится в положение "тренажер";
- в управляющий компьютер вводится информация об обучаемом специалисте, и набирается номер моделируемой сборки;
- ознакомившись с заданием, стажер приступает к его выполнению в соответствии с действующими инструкциями и установленным регламентом работ.

При этом осуществляется контроль за последовательностью сборки, положением перемещаемых устройств стенда, уровнем имитируемого потока нейтронов и температуры модели критической сборки и других параметров по штатной аппаратуре СКС ФКБН-2М. Управляющий компьютер стенда-тренажера получает с пульта управления информацию о перемещениях органов регулирования стенда и в соответствии с заданной для рассматриваемой ситуации программой и предварительно рассчитанной математически зависимостью реактивности АЗ от положения органов регулирования программирует генератор частоты, имитирующий работу детектора нейтронов. Данные о потоке нейтронов и реактивности отображаются на экране информационно-измерительной системы.

В процессе сборки стажер может допускать отклонения и неточности, которые будут идентифицироваться программой и сравниваться с банком нештатных ситуаций, находящихся в компьютере. В зависимости от степени ошибки стажера будет приниматься решение о прекращении тренировки и формировании протокола замечаний. В дальнейшем по мере накопления опыта, сценарии моделируемых ситуаций будут уточняться и совершенствоваться.

ПРОГРАММЫ-ЗАДАНИЯ, ВЫПОЛНЯЕМЫЕ НА ТРЕНАЖЕРЕ

Тренажер должен обеспечивать возможность "собрать" имитируемую РС в соответствии с требованиями существующей руководящей документации на установке ФКБН-2М (режим работы по регламенту), а также — с нарушением требований руководящей документации (произвольный режим работы тренажера).

На первом этапе обучения целесообразно использовать программы-задания, предусматривающие работу тренажера по регламенту. Более того, следует предусмотреть наличие информационных подсказок стажеру в случае неправильных его действий. Примером работы по регламенту может служить сборка известной критической системы, нуклидный состав и геометрия которой приведены в задании. От стажера в этом случае требуется только найти в банке данных соответствующие детали и "собрать" их на стенде в соответствии с РД. Правильность выполнения каждой операции подтверждается на экране монитора. При нарушении регламента (например, разделение имитируемой РС на части, не соответствующие заданию) выдается сообщение об ошибке и рекомендации к ее устранению.

При проверке квалификации опытного оператора целесообразно использовать произвольный (свободный) режим работы тренажера.

Программы-задания в этом случае могут иметь заведомо провокационный характер и не предусматривать подтверждение действий каждой операции, производимой специалистом. Если действия оператора привели к созданию аварийной ситуации, то СУЗ выдает соответствующий аварийный сигнал, а на дисплей тренажера выводится информация о причинах аварии.

Примером сложного задания может служить подбор критической сферической системы с внешним диаметром 245 мм, имеющей минимальную массу ДМ со шелью между ее частями не более 1 мм, и получение на ее поверхности флюенса нейтронов $\sim 10^{10}$ нейтр./см² за минимальное время. При выполнении этого задания оператор должен выбрать необходимые детали из ДМ и отражателя, произвести правильное разделение системы на части при ее сборке и реализовать оптимальный режим выхода на мощность, не выходя за пределы допустимой температуры РС.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате выполнения проекта планируется создать стенд-тренажер критических сборок, который позволит проводить обучение и повышение квалификации технического персонала. На его основе в дальнейшем возможна организация центра подготовки и аттестации специалистов, работающих на ядерно-физических установках, и подготовка студентов вузов по соответствующим специальностям.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. 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.
2. Kuvshinov M.I., Voinov A.M., Zagrafov V.Y. The history of works on nuclear criticality safety in RFNC-VNIEF. – Proc. of the Fifth Int. Conf. on Nuclear Criticality Safety. Albuquerque, New Mexico, USA, Sept. 17–21, 1995, vol. 1, p. 12–22.
3. Zakharov A.N., Kuvshinov M.I., Smirnov I.G. The modern problem and research program on nuclear criticality safety in VNIEF. – Proc. of the Fifth Int. Conf. on Nuclear Criticality Safety. Albuquerque, New Mexico, USA, Sept. 17–21, 1995. vol. 1, p. 4*8–4*14.
4. Voinov A.M., Zagrafov V.Y., Kuvshinov M.I., Yuferev V.I. The overview of VNIEF nuclear criticality safety research. – Proc. of the Fifth Int. Conf. on Nuclear Criticality Safety. Albuquerque, New Mexico, USA, Sept. 17–21, 1995, vol. 1, p. 455–462.
5. Voinov A.M., Vorontsov S.V., Punin V.T., Smirnov I.G. Criticality Accidents at VNIEF. Proc. of Sixth Int. Conf. on Nuclear Criticality Safety. Sept. 20–24, 1999. Versailles, France, vol. 2, p. 874–887.
6. International Handbook of Evaluated Critical Safety Benchmark Experiments Nuclear Energy Agency, Nuclear Science Committee, NEA/NSC/DOK (95)/I, Organization for Economic Co-Operation and Development, Paris, 1996, vol. IC № 022–032; vol. IIA № 018–022; vol. III № 003–006.
7. Kuvshinov M.I., Gorelov V.P., Egorov V.P., Il'yin V.I. Measurements of Critical Parameters of ^{239}Pu and ^{235}U Spherical Assemblies, Which contain Nickel as a Reflector and a Filler of the Central Cavity for the Purpose of Nuclear Data Testing (Final Report of Research Contract 10079). IAEA Nuclear Data Section, Wagramer Strasse 5, A-1400, Vienna. 1999.
8. Проект МНТЦ № 1145 "Ядерно-физические исследования, направленные на решение проблемы конверсии оружейного плутония и трансмутации долгоживущих радиоактивных отходов." 1999.
9. Королев В.В., Матусевич У.С. Система управления и защиты критическихборок. – М: Энергоиздат, 1985.

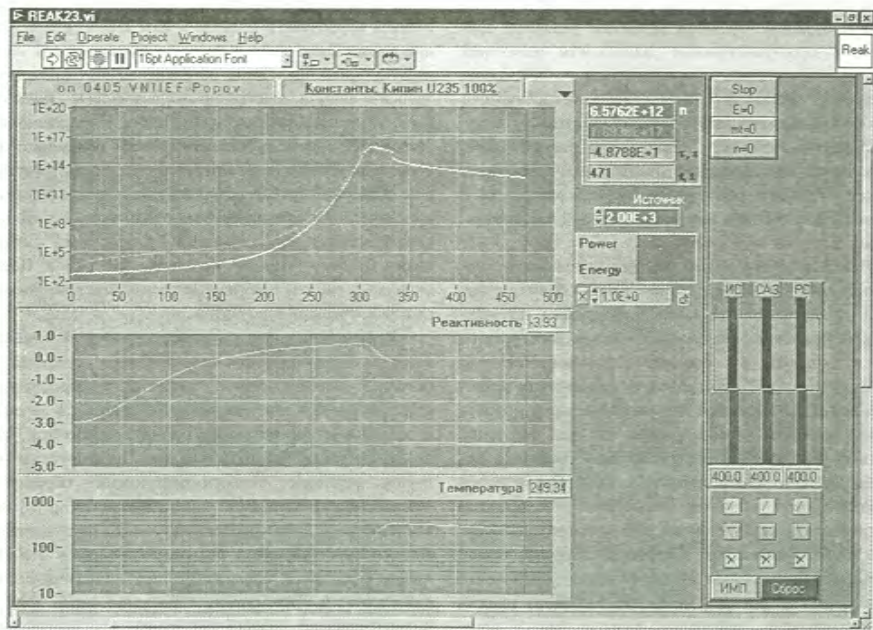
ЭМУЛЯТОР КИНЕТИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИХ РЕАКТОРОВ В РЕАЛЬНОМ ВРЕМЕНИ

А. М. Дюдяев, В. А. Попов
(РФЯЦ-ВНИИЭФ)

Разработан математический эмулятор, позволяющий моделировать кинетические процессы, характеризующие работу исследовательских реакторов в реальном времени. В эмуляторе используется одноточечная математическая модель реактора [1]. Программное обеспечение написано с использованием пакета LabVIEW фирмы "National Instruments", который работает под управлением операционной системы Windows. Управление программой производится с экрана дисплея при помощи мышки.

На рисунке показан внешний вид панели экрана дисплея, с помощью которой производится как управление эмулятором, так и графическое отображение получаемой при этом информации. При необходимости проведения дополнительного анализа получаемой информации она может формироваться в цифровой файл в формате пакета Excel.

На панели экрана дисплея изображена мнемосхема реактора и три окна, в которых отображаются основные параметры состояния активной зоны (АЗ) ре-



Внешний вид панели экрана дисплея

актора во времени, такие как мощность, энерговыделение, температура разогрева топлива АЗ и реактивность. Текущие значения этих параметров отображаются в соответствующих цифровых табло. Кроме этого на панели размещено табло с кнопками изменения мощности внешнего эффективного источника нейтронов и табло с кнопками изменения временного шага решения кинетического уравнения.

Мнемосхема реактора снабжена кнопками управления движением органов регулирования реактивности (ОРР). Текущее геометрическое положение ОРР отражается в соответствующих табло.

Принцип работы эмулятора заключается в решении односточечного кинетического уравнения реактора в реальном времени. Сквозное решение кинетических уравнений ищется в кусочно-линейном приближении, но выходной информации о мощности реактора придается, как и в реальности, статистический вид в соответствии с законом Пуассона.

В эмулятор заложен банк данных о константах запаздывающих нейтронов для изотопов ^{235}U , ^{238}U и ^{239}Pu , что позволяет описывать кинетику практически всех известных исследовательских реакторов. При необходимости банк данных констант запаздывающих нейтронов может быть пополнен.

В качестве базового прототипа реактора для эмулятора использован импульсный реактор БИР-2 [2]. То есть в программу эмулятора заложены реальные временные и пространственные зависимости изменения реактивности реактора при перемещении ОРР, соответствующие реактору БИР-2. Эмулятор достаточно легко можно адаптировать к другому реактору.

Эмулятор позволяет проигрывать все ситуации, связанные с эксплуатацией импульсных реакторов, начиная от работы реактора на нулевой мощности и кончая генерированием импульсов делений на запаздывающих и мгновенных нейтронах.

При разработке эмулятора был использован подход, при котором оператор будет иметь объем информации, не выходящий за рамки информации, получаемой при реальной эксплуатации импульсных реакторов, и которая в основном отражает текущую мощность реактора, определяемую посредством детекторов нейтронов. Назовем эту информацию исходной, или информацией первого уровня, так как она лишь косвенно указывает на реактивное состояние реактора. Для того чтобы перейти к информации более высокого уровня, например к информации о текущей реактивности, следует оценить, в частности, достоверность сигнала детектора нейтронов, который может искажаться присутствием в нем фоновой компоненты (фона), а также оценить мощность внешнего эффективного источника нейтронов, которая, как и мощность реактора, будет фигурировать в кинетическом

уравнении как величина, полученная через отклик детектора нейтронов (далее будем использовать термин "источник нейтронов"). Лишь после определения этих величин можно говорить о том, что кинетическое уравнение адекватно описывает состояние изучаемой размножающей системы.

РЕЖИМЫ РАБОТЫ ЭМУЛЯТОРА

Режим физического пуска реактора. В этом режиме размножающая система считается неизвестной, и оператор должен определить критконфигурацию, используя известные методы, такие как построение кривой обратной скорости счета детектора нейтронов при изменении конфигурации реактора, измерение подкритичности методом "сброса" источника нейтронов и др. [1]. Значения источника нейтронов и фона при этом оператору неизвестны и их следует определить, что и является основной задачей, чтобы кинетическое уравнение стало отслеживать реальное реактивное состояние реактора. Значения источника нейтронов и фона определяются из анализа переходных процессов [3-5], формируемых за счет "сброса" источника или стержня. Для определения источника нейтронов и фона информация о переходных процессах в виде цифровых файлов подвергается соответствующей обработке и анализу в математических таблицах пакета Excel либо в других подходящих для этого пакетах программ. После определения источника нейтронов и фона и подстановки их значений в кинетическое уравнение оператор переходит к определению "весов ОРР", зависимости изменения реактивности от положения ОРР и т. д. Для этого используются текущие значения реактивности, получаемые при решении кинетического уравнения, которые при некоторых фиксированных положениях ОРР дублируются измерениями методом "сброса" источника нейтронов. После окончания работы полученные результаты сравниваются с заложенными в эмулятор.

Режим генерации импульса делений. В этом режиме размножающая система считается известной, и основная задача оператора сводится к определению стартовой точки для генерирования импульса делений с заданными параметрами. Задача осложняется тем, что в программу вводится поправка, имитирующая загрузку реактора экспериментальными образцами, влияющими на веса ОРР, либо изменяется начальная температура АЗ, что приводит к тем же последствиям. Предлагаемый эмулятор позволяет проиграть эти ситуации в условиях, максимально приближенных к действительности. Это оценка изменения весов ОРР в подкритическом ("сброс" источника) и в надкритическом по запаздывающим нейтронам (измерение асим-

птотических периодов разгона мощности) состояниях. После определения стартовой точки производится генерирование импульса делений, и полученный при этом результат сравнивается с тем алгоритмом, который заложен в эмуляторе.

В целом предлагаемый эмулятор является одним из технических средств, позволяющих подробно моделировать кинетические характеристики реактора, осваивать различные методы контроля реактивности и т. п. и тем самым способствовать подготовке высококвалифицированных специалистов реакторщиков.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кипин Дж. Р. Физические основы кинетики ядерных реакторов / Пер. с англ. – М.: Атомиздат, 1967.

2. Харитон Ю.Б., Воинов А.М., Колесов В.Ф. и др. Аperiodические исследовательские импульсные реакторы. – Вопросы современной экспериментальной и теоретической физики. Л.: Наука, 1984, с. 103–119.

3. Dyudyaev A.M., Kochetkova I.V., Melnikov S.F., Popov V.A., Zhitnik A.K. Application of the Method Based on Solving the Kinetics Versed Equation for Reactor One-point Model to Test Deeply Subcritical Multiplying Systems. – Sixth International Conference on Nuclear Criticality Safety, Versailles, France 1999 September 20-24, vol. 4, p. 1470–1475.

4. Попов В.А. Работа реактиметра обратной кинетики реактора в условиях реального фона нейтронов. – ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 1991, вып. 2, с. 54–56.

5. Попов В.А., Дюдяев А.М. Применение обращенного уравнения кинетики реактора для контроля реактивности подкритических размножающих систем. – Атомная энергия, 1997, т. 82, вып. 3, с. 238–241.

РАЗРАБОТКИ ВНИИЭФ В ОБЛАСТИ РАДИАЦИОННЫХ МЕТОДОВ КОНТРОЛЯ ЯДЕРНЫХ МАТЕРИАЛОВ

С. Н. Абрамович, В. А. Белов, Д. В. Глухodedов, С. Е. Кондратов, Е. В. Мисатюк, А. А. Моренко,
С. Ф. Разиньков, А. Б. Скачков, Г. М. Скрипка, В. Н. Тимагин, Р. А. Ягофаров
(РФЯЦ-ВНИИЭФ)

ВВЕДЕНИЕ

Особенность методов радиационного контроля ядерных материалов (ЯМ) состоит в том, что они основаны на регистрации специфических признаков этих материалов – параметров их собственных проникающих излучений. Характеристики этих излучений сложным образом зависят как от состава, массы и конфигурации самой детали из ЯМ, так и от состава и массы конструкционных материалов контейнеров, в которых они хранятся и транспортируются. Сложность указанных зависимостей приводит к тому, что случайное совпадение или соответствующее взаимосогласованное воспроизведение параметров регистрируемых излучений практически невозможно. Этим обстоятельством объясняется высокая объективность контроля ЯМ радиационными методами и особое внимание, которое уделяется использованию этих методов с целью повышения безопасности обращения с ЯМ.

НАПРАВЛЕНИЯ РАБОТ ИЯРФ ПО СОЗДАНИЮ И ИСПОЛЬЗОВАНИЮ СРЕДСТВ РАДИАЦИОННОГО КОНТРОЛЯ

Во ВНИИЭФ, в частности в ИЯРФ как базовом подразделении по приборному и методическому оснащению, работы, ведущиеся в указанной области, можно условно разделить на три направления.

1. Направление СУиК и СФЗ*. Целью работ этого направления является разработка аппаратных и программных средств учета, контроля и защиты ЯМ, подготовка их к промышленному производству и поэтапное внедрение разработанных средств во ВНИИЭФ и на предприятиях ядерного оружейного комплекса РФ.

* СУиК – система учета и контроля; СФЗ – система физической защиты.

Помимо разработки собственного оборудования существенное место в этом направлении занимает методическая адаптация оборудования зарубежного производства с учетом особенностей предприятий Минатома, а также разработка нормативной документации, регламентирующей требования к использованию средств радиационного контроля ЯМ. Работы в этом направлении были начаты сравнительно недавно; заметное ускорение произошло в начале девяностых годов с развитием межлабораторного сотрудничества. Следует отметить, что одной из важнейших причин этого была финансовая поддержка со стороны зарубежных партнеров. Та же причина остается определяющей и в настоящее время, учитывая объемы бюджетного финансирования в этой области.

2. Инспекционное направление. Работы в этой области ведутся в рамках международного сотрудничества с целью разработки концепций и практической отработки возможных методик проведения взаимосогласованных международных инспекций оружейного плутония в соответствии с существующими и перспективными договорами в области сокращения ядерных вооружений. В частности, в рамках работ по трехсторонней (США, Россия, МАГАТЭ) инициативе по контролю плутония, выводимого из оружейных программ, в настоящее время выработаны Общие технические и функциональные требования к измерительной системе для проверки согласованных атрибутов плутония, передаваемого под международный контроль. Руководством Минатома ВНИИЭФ определен в качестве головной организации по разработке, изготовлению и испытаниям прототипа системы проверки атрибутов.

Помимо методик контроля собственно ЯМ ведется также разработка перспективных методов неинтрузивного контроля систем ядерного оружия, остающихся на вооружении в соответствии с международными договорами. В частности, ведется разработка мобильной

автоматизированной системы контроля головных частей ракет, основанной на методе пространственной нейтронной паспортизации.

3. Бюджетное направление. Несмотря на ограниченность бюджетного финансирования, в институте ведутся работы чисто бюджетного направления – разработка и анализ методик и аппаратурной базы, предназначенной для повышения безопасности обращения с ЯМ и оружием на всех этапах их жизненного цикла. Кроме того, ведется анализ интрузивности различных радиационных методик, предлагаемых отечественными и зарубежными разработчиками, с целью оценки допустимости их использования в рамках контроля международных договоров по сокращению ядерных вооружений. Указанные направления работ тесно связаны, однако подход к их реализации существенно отличается. Методики, разрабатываемые для "внутреннего" использования, не имеют ограничений по информативности применяемых средств, более того, при их разработке необходимо стремиться к максимальной информативности, однозначности и достоверности результатов контроля. Анализ методик, предлагаемых для международных инспекций, должен быть направлен на выработку технических и процедурных ограничений, исключающих возможности получения инспектирующей стороной любой захвачтой информации.

КЛАССИФИКАЦИЯ РАЗРАБАТЫВАЕМЫХ И ИСПОЛЪЗУЕМЫХ СРЕДСТВ РАДИАЦИОННОГО КОНТРОЛЯ

Прежде чем перейти к классификации разрабатываемых и используемых средств радиационного контроля, следует подчеркнуть общий подход или тактику, которой мы придерживаемся при разработке нового оборудования. Она состоит в том, что каждая новая разработка проходит несколько основных этапов, прежде чем будет рекомендована для соответствующего использования: лабораторная отработка, конструкторская проработка (для вновь разрабатываемого оборудования), "обкатка" на одной из площадок ВНИИЭФ, подготовка технической и нормативной документации для использования оборудования, внедрение, сопровождение. В этой схеме отражены лишь основные этапы этого процесса. На практике он много сложнее, и имеющийся опыт (в частности, с разработкой радиационных мониторов) показал, насколько важна детальная проработка и проведение полного необходимого цикла испытаний.

Разрабатываемое в институте и используемое покупное оборудование можно условно разделить на несколько групп по функциональному назначению.

Оборудование для контроля наличия и перемеще-

ний ЯМ. Это стационарные пешеходные и транспортные радиационные мониторы, предназначенные для автоматизированного контроля перемещения ЯМ через КПП предприятий и в ключевых точках зон баланса материалов; портативные мониторы, предназначенные для ручного контроля транспорта и персонала при досмотре, и поисковое оборудование – тип оборудования, предназначенного для локализации ЯМ в помещениях и на местности в случае отработки нештатных ситуаций.

Оборудование для контроля сохранности ЯМ и изделий из них. К этому типу оборудования относятся все методические разновидности так называемых "радиационных паспортизаторов" – устройств, предназначенных для контроля сохранности радиационно-излучающих объектов на основе автоматизированного контроля неизменности регистрируемых радиационных характеристик. Разработаны методики контроля как одиночных объектов, например, контейнеров с ЯМ, так и методики группового контроля.

Оборудование количественного контроля параметров ЯМ. К этому типу оборудования относятся прежде всего анализаторы изотопного состава, а также методики контроля массы на основе регистрации спонтанного и индуцированного нейтронного излучения ЯМ.

Оборудование для быстрых инвентаризаций. Этот тип оборудования используется для проведения подтверждающих измерений с целью экспресс-идентификации типа материала в контейнере по характерным признакам его собственных излучений – так называемые "идентификаторы типа ЯМ". К оборудованию, предназначенному для ускоренного проведения инвентаризационных процедур, можно также отнести системы непрерывной автоматизированной инвентаризации хранилищ.

Оборудование для инспекций. Этот тип оборудования (на основе прецизионной гамма-спектрометрии и методов счета нейтронов) предназначен для контроля взаимосогласованных параметров (атрибутов) плутония в рамках международных соглашений. Другой тип оборудования этого класса разрабатывается в качестве перспективного средства контроля остающихся на вооружении РГЧ ракет в соответствии с достигнутыми и перспективными договоренностями. Отличительной особенностью оборудования такого типа является использование аппаратных, программных и методических ограничений, исключающих возможность получения секретной информации при проведении инспекций.

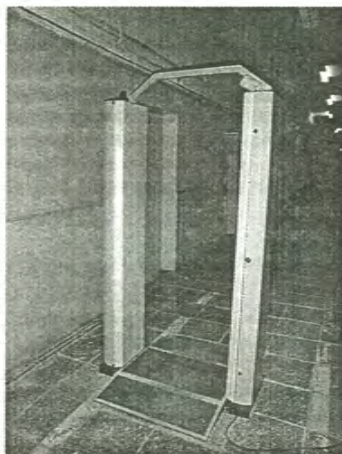
Указанные ранее этапы процесса внедрения относятся не только к вновь разрабатываемому оборудованию, но и к импортному оборудованию, которое необходимо использовать в силу отсутствия отечественных аналогов. Прежде всего это относится к оборудованию прецизионной гамма-спектрометрии, используемому

для контроля изотопного состава ЯМ. Учитывая высокую интрузивность этого типа оборудования, необходимо особенно тщательно разрабатывать процедуры его эксплуатации и технического сопровождения, исключающие возможность утечки охраняемой информации.

КРАТКАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА КОНКРЕТНЫХ ТИПОВ ОБОРУДОВАНИЯ

Пешеходный радиационный монитор КПРМ-П1. Монитор КПРМ-П1 является порталным пешеходным радиационным монитором, устанавливаемым на проходных и КПП предприятий с целью контроля перемещения ЯМ.

Монитор может быть использован как для оснащения систем учета и контроля радиоактивных материалов на предприятиях, использующих указанные материалы в своем технологическом цикле, так и оснащения систем радиационной безопасности прочих объектов (банков, таможен и т. п.).



Основные технические характеристики:

- порог обнаружения в режиме прохода – 0,3 г плутония или 10 г высокообогащенного урана в минимально излучающей конфигурации (сфера);
- порог обнаружения в режиме прохода с остановкой до 10 с – 0,1 г плутония или 3 г высокообогащенного урана в минимально излучающей конфигурации (сфера);
- количество ложных срабатываний в режиме прохода – не более 1 на 1000 проходов;
- количество ложных срабатываний в режиме непрерывного контроля – не более одного за 8 часов работы.

Монитор сертифицирован Госстандартом России в системе сертификации ГОСТ Р. Сертификат соответствия № РОСС RU. АС 02. С 00001.

Носимый радиационный монитор БИРК-3. Монитор БИРК-3 предназначен для обнаружения ЯМ по их гамма-излучению. Монитор БИРК-3 является техническим средством оснащения систем учета и контроля ЯМ, систем физической защиты и может применяться при личном досмотре, досмотре багажа, ручной клади, транспортных средств и помещений.



Функционирование монитора БИРК-3 возможно как в автономном режиме, так и в составе комплексных систем безопасности предприятий.

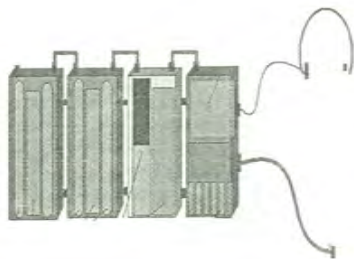
Основные параметры:

- порог обнаружения монитора (минимальное количество обнаруживаемого ЯМ на уровне естественного фона 25 мкР/ч при относительной скорости перемещения $0,5 \pm 0,05$ м/с на расстоянии $10 \pm 0,5$ см от контролируемой поверхности) – 0,1 г плутония или 3 г высокообогащенного урана в минимально излучающей конфигурации (сфера);
- время набора фона – 30 с;
- устанавливаемые времена рабочих интервалов – 0,5 и 1,0 с (с дискретностью 0,1 с);
- время непрерывной работы – не менее 500 ч;
- источник питания – 6 гальванических элементов, корпус ААА;
- масса – не более 1 кг.

БИРК-3 сертифицирован Госстандартом России в системе сертификации ГОСТ Р.

Сертификат соответствия № РОСС RU.АС02.С00003.

Универсальный портативный прибор для поиска радиоактивных материалов по их гамма- и нейтронному излучению (ДОНГ-2М). Особенностью прибора



является конструкция детектирующих модулей (нейтронный и гамма-каналы регистрации), позволяющая разместить прибор на теле оператора в виде патронташа, жилета, оставляя свободными руки оператора. Дополнительно такой подход позволяет резко сократить габариты и массу нейтронного детектора (на основе гелиевых счетчиков) за счет замедляющих и отражающих свойств тела оператора. Пульт управления и цифровая индикация смонтированы в виде наручных часов.

Установка радиационной паспортизации УРП-2.3.

Установка предназначена для контроля неизменности количества, состава и конфигурации делящихся материалов, помещенных в контейнер, посредством сравнения их радиационных паспортов. Под радиационным паспортом контролируемого контейнера понимается совокупность параметров регистрируемых излучений содержащихся в нем ЯМ (спектра гамма-излучения и плотность потока нейтронов), используемая для автоматизированного сравнения при повторных аналогичных измерениях.



Сравнение радиационных паспортов производится автоматически с использованием аппарата проверки статистических гипотез (тест χ^2).

Режимы и функции работы прибора. Прибор осуществляет самотестирование и калибровку, коррекцию паспортов с учетом внешнего радиационного фона, регистрацию радиационных параметров контролируемого объекта, формирование и хранение радиационного паспорта объекта, сравнительный анализ двух радиационных паспортов, индикацию результатов сравнения, формирование и хранение выходных данных для сетевой базы данных, возможность автономной работы от собственного источника питания.

Портативное устройство радиационной паспортизации УРП-2М. Разработка выполнена с использованием современной элементной базы (цифрового сигнального процессора, экрана типа Tough Screen и пр.). Прибор является функционально законченным, обеспечивает сбор, обработку, отображение и хранение данных без использования внешнего компьютера.



Станция радиационной паспортизации на основе прецизионной гамма-спектрометрии. Станция разработана для оснащения аппаратно-программного комплекса радиационной паспортизации ХДМ ПО "Маяк". Особенностью этого типа паспортизатора является использование гамма-спектрометра высокого разрешения и полностью программно-управляемой электроники стандарта ICB. Управление несколькими станциями, входящими в комплекс, осуществляется с удаленного компьютера. Работа комплекса полностью автоматизирована и согласована с работой других подсистем хранилища.

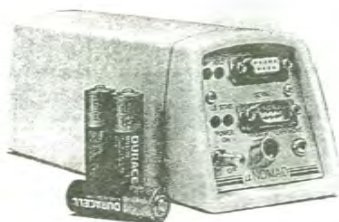


Портативные гамма-спектрометры высокого разрешения. Как уже отмечалось, помимо разработки собственных приборов в институте осуществляется тестирование и адаптация импортного оборудования и программного обеспечения с целью использования его в рамках учета и контроля ЯМ, в частности, гамма-спектрометров InSpector и Nomad фирм "Canberra" и ORTEC. Указанные спектрометры могут использоваться для анализа изотопного состава ЯМ при проведении подтверждающих измерений во время инвентаризаций.



Для анализа изотопного состава ЯМ может быть использовано специализированное программное обеспечение MGA и FRAM, разработки Ливерморской и Лос-Аламосской лабораторий соответственно. В институте проведена русификация интерфейса программы FRAM. Кроме того, тестировались программы Pu-600 Pu-640, предназначенные для подтверждения оружейного уровня контролируемого плутония по соотношению ведущих изотопов.

Портативные спектрометры – идентификаторы типа ЯМ. В процессе хранения ЯМ могут возникать ситуации, требующие проведения так называемых "быстрых инвентаризаций", целью которых фактически является оперативная сверка наличия учетных единиц с содержанием базы данных.



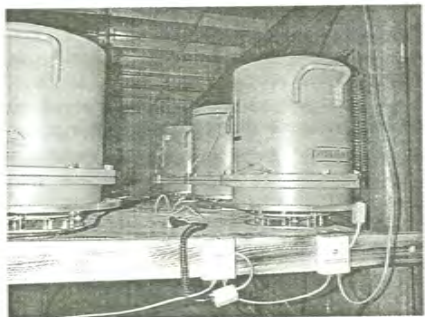
Очевидно, что при проведении этой процедуры не могут быть использованы традиционные средства количественного контроля ЯМ, зачастую требующие длительных процедур измерений, высокой квалификации оператора и пр. Основной упор в этой ситуации должен делаться на автоматизированные средства учета, такие, например, как оборудование штрихового кодирования. Однако для повышения объективности инвентаризаций целесообразно использовать также и радиационные методы контроля ЯМ. Основное назначение этого оборудования состоит в данном случае в проведении оперативной (не более минуты на контейнер) идентификации типа ЯМ в контейнере. Проведение достаточно корректного количественного анализа за столь короткие времена контроля, естественно, невозможно. Однако использование этого оборудования может позволить оперативно зарегистрировать некоторые виды нештатных ситуаций, более тщательный разбор которых может быть произведен дополнительно с использованием оборудования более высокого уровня.



Исходя из указанных требований для отработки методов быстрой инвентаризации были выбраны две модели портативных спектрометров-идентификаторов – MicroNomad фирмы ORTEC и RANGER фирмы QSL.

Более приемлемым для быстрых инвентаризаций оказался RANGER, имеющий возможность экспресс-идентификации контролируемых изотопов непосредственно в процессе измерения, дополнительный нейтронный канал регистрации, возможность визуализации регистрируемого гамма-спектра, влагозащищенный корпус.

Системы постоянного мониторингирования хранилищ. Системы постоянного мониторингирования хранилищ, называемые также системами непрерывной инвентаризации, предназначены для контроля отсеков хранения или грузовых отсеков транспортных средств в процессе перевозки ЯМ в режиме реального времени. Действие систем основано на периодическом опросе датчиков, размещаемых в непосредственной близости от контейнеров с ЯМ. В качестве датчиков могут использоваться как датчики ионизирующих излучений (нейтронного и гамма), так и работающие на других принципах — температурные, оптические, тензо-, радиационно-термопарные и т. д. Датчики могут быть выполнены в виде "таблеток электронной памяти", размещаемых на контейнерах и выдающих (по запросу контроллера) содержащуюся в них информацию о номере контейнера, параметрах хранимых материалов и пр.



Датчики могут размещаться как на каждом контейнере (системы CAVIS, Tough Memory), так и равномерно по объему хранилища (система пространственной нейтронной паспортизации). В последнем случае контролируется неизменность пространственной структуры нейтронного поля.

В институте проведено тестирование систем мониторингирования CAVIS и Tough Memory, разработки Ок-Риджской лаборатории, США.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Направления работ и типы разрабатываемого и адаптируемого оборудования радиационного контроля, представленные в докладе, разумеется, не исчерпывают всего многообразия работ, проводимых в целях повышения безопасности обращения с ЯМ. В частности, здесь не представлено направление контроля ЯМ в составе активных зон реакторов и критических стенов, что является темой специальных докладов.

Следует отметить, что важнейшей задачей при внедрении оборудования, особенно импортного производства, является его сертификация для использования в технологических циклах и системах СЗУиК российских предприятий. В этом смысле по-прежнему оправдана ориентация на использование оборудования отечественного производства. Важнейшей также остается задача разработки нормативно-правовой базы использования оборудования радиационного контроля в СЗУиК ЯМ.

В последнее время также резко возросла актуальность проблемы технического сопровождения имеющегося оборудования, его восстановления и замены устаревших типов.

Этим направлениям должно быть уделено особое внимание в программах дальнейших работ в рассматриваемой области.

ОСОБЕННОСТИ ДЕФОРМИРОВАНИЯ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ШАРОВ КВАЗИСФЕРИЧЕСКИМИ УДАРНЫМИ ВОЛНАМИ

Б. Л. Глушак, С. А. Новиков, Л. М. Синицына, Н. А. Юкина
(РФЯЦ-ВНИИЭФ)

Представлены результаты экспериментальных исследований деформирования шаров из меди, алюминиевых сплавов АМгб и Д16, свинца, сталей Ст3 и 12Х18Н10Т квазисферическими ударными волнами. В экспериментах последовательным повышением уровня ударно-волновой нагрузки, прикладываемой к поверхности шара, зафиксирована различная степень разрушения шаров — от сохранения сплошности материала до фрагментации. Обсуждаются особенности воздействия взрывной нагрузки на металлы, обладающие различными друг от друга прочностными и пластическими свойствами.

PECULIARITIES OF METAL BALLS DEFORMATION BY QUASI-SPHERICAL SHOCK WAVES / B.L. Glushak, S.A. Novikov, L.M. Sinitsyna, N.A. Yukina // The paper presents results of experimental studies of metal balls from copper, aluminum alloys АМgб and D-16, lead and steels deformation by quasi-spherical shock waves. With use of sequential increase of explosive layer thickness characterizing level of shock-wave loading for ball surface, we recorded various fracture extents of balls: from saving of material continuity to fragmentation. Peculiarities of explosive loading of metals with different strength and plastic properties are discussed.

ВВЕДЕНИЕ

В исследованиях процессов высокоскоростного деформирования твердых тел широко используется метод ударных волн. Наибольшее распространение получили эксперименты с плоскими ударными волнами, что связано с простотой техники постановки опытов и возможностью инструментальной регистрации явлений, обусловленных протеканием процессов реологического характера, разрушения, фазовых превращений [1]. В опытах с плоской геометрией условия нагружения, как правило, диагностируются экспериментально.

Новые возможности в исследованиях свойств твердых деформируемых тел в экстремальных условиях нагружения открывает использование сферических сходящихся ударных волн [2, 3].

Постопытные исследования сохраняющихся после нагружения сферической ударной волной металлических шаров создают уникальную возможность получения экспериментальной информации для последующего анализа [3, 4]. Масштаб разрывов сплошности — от ее отсутствия до образования полости в центральной области шара и от возникновения трещин внутри тела до фрагментации шара — для каждого конкретного материала при заданных условиях взрывного нагружения определяется его сопротивлением пластическому деформированию и прочностью к действию кратковременных растягивающих напряжений [3]. Эти свой-

ства являются функцией характеристик напряженно-деформированного состояния [5]. Другим следствием ударно-волновой "обработки" металлов являются необратимые структурные изменения [2, 3].

Основная цель выполненных исследований состоит в получении для ряда конструкционных металлов, обладающих различными, значительно отличающимися друг от друга физическими и механическими свойствами, информации макро- и микроскопического характера, являющейся результатом нагружения их квазисферическими ударными волнами.

ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА. ОПЫТНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

В опытах шары из исследуемых металлов в зависимости от толщины сферического слоя взрывчатого вещества (ВВ) имели диаметр 49–55 мм. Между поверхностью шара и внутренней поверхностью слоя ВВ размещалась мягкая прокладка толщиной в несколько десятых долей миллиметра. Вся система прикрывалась корпусом из легкого материала толщиной примерно 10 мм.

Сходящаяся к центру шара ударная волна создавалась путем синхронного инициирования процесса детонации в большом числе точек слоя ВВ (состав ПТ-83). Исследовались шары из меди, свинца, мягкой стали Ст3, алюминиевых сплавов Д16 и АМгб и не-

ржавеющей стали 12Х18Н10Т. После взрывного нагружения неразрушившиеся шары разрезались по меридиональной плоскости и проводились исследования геометрии и структуры материала.

Из приведенных на рис. 1 изображений меридиональных сечений обжатых шаров видно, что полости в меди и свинце имеют практически сферическую форму, а в шарах из других материалов (для примера приведена фотография разрезанного шара из АМгб) форма полости близка к эллипсоидальной. Наиболее вероятной причиной этого является анизотропия механических свойств, в первую очередь динамического предела текучести, технологического характера.

На рис. 2 приведены экспериментальные результаты, касающиеся размеров полости, экспериментальные точки лежат на плавных кривых, исходящих из точек $R_n/R_{ш} \approx 0$ и $\delta_{ш}/R_{ш}$, отвечающих зарождению полости. При значениях $\delta_{ш}/R_{ш} = 0,32; 0,0905; 0,0705$ соответственно для меди, свинца и АМгб представлены графически в безразмерных координатах $R_n/R_{ш} - \delta_{ш}/R_{ш}$, где $R_{ш}$ — исходный радиус шара; R_n — средний радиус полости неразрушившегося шара; $\delta_{ш}$ — толщина слоя ВВ. В выбранной системе координат зарегистрирована полная фрагментация шаров.

Геометрические параметры полостей определялись с помощью инструментального микроскопа МБС-1 при увеличении до $\times 10$. Микроструктура материалов изучалась с применением металлографического микроскопа МИМ-8М при увеличениях $\times 200$ и $\times 500$. Измерения микротвердости выполнялись на микротвердомере ПМТ-3 по ГОСТу 9450-76 в трех характерных зонах: вблизи наружной поверхности шара, в его средней области и в окрестности полости. Различные аспекты результатов металлографических исследований рассматриваются в обсуждении.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Взаимное положение экспериментальных точек на рис. 2 указывает на существенное различие макроскопической механической реакции металлов на взрывное квазисферическое нагружение. Так, если зафиксировать радиус шара $R_{ш}$ и взять, например, $\delta_{ш}/R_{ш} = 0,05$, то средний радиус полости для меди в $\approx 2,2$ раза и для свинца в $\approx 4,5$ раза превосходит аналогичную величину для мягкой стали Ст3. Такое разительное отличие в размерах полостей связано в основном с различным сопротивлением этих металлов высокоскоростному пластическому деформированию ($\dot{\epsilon}^p \approx 10^4 - 10^5$ 1/с). Возможное влияние инерционных эффектов и сжимаемости может быть оценено путем проведения одномерных модельных расчетов.

В опытах со свинцом и медью зафиксировано аномально большое относительное значение полости

($R_n/R_{ш} \approx 0,54$ и $\approx 0,60$ соответственно) в неразрушившихся шарах, что объясняется высокими пластическими свойствами этих материалов в условиях высокоскоростного деформирования. Ранее аналогичный факт аномального поведения меди и свинца при квазисферическом взрывном нагружении зафиксирован в работе [3].

Результаты микроструктурного анализа образцов металлов, подвергнутых взрывному нагружению, показывают, что возникшие в металлах необратимые структурные изменения являются индивидуальным свойством каждого конкретного материала и сложным образом зависят от уровня приложенной ударно-волновой нагрузки.

Из изменений исходного состояния материала характерным для всех испытанных металлов является нарушение их сплошности в виде трещин или пор. В меди и ржавеющей стали отмечаются нарушения сплошности в виде пор откольного характера.

Деформированное состояние испытанных материалов после ударно-волнового воздействия характеризуется наличием зерен со следами двойникования и скольжения, их сильной деформацией, особенно в окрестности разрывов сплошности, и рекристаллизацией. Вместе с тем анализ не выявил фактов плавления металлов*. В связи с этим укажем, что параметры сжатия, которые должны быть достигнуты для реализации плавления, достаточно высоки. Так, напряжение на ударной адиабате однократного сжатия, при котором температура плавления равна температуре гомогенного разогрева за фронтом ударной волны, составляет: для Al $\sigma_x \approx 120$ ГПа, Fe $\sigma_x \approx 250$ ГПа, Cu $\sigma_x \approx 200$ ГПа. Напряжение, при котором эти вещества переходят в жидкую фазу, заметно выше указанных.

Результаты измерений микротвердости (H_v) демонстрируют зависимость постопытной микротвердости от характеристик напряженно-деформированного состояния, реализовавшихся в процессе деформирования и типа материала.

Для алюминиевого сплава АМгб распределение микротвердости изотропно по объему и не проявляется ее зависимости от уровня приложенной нагрузки. Отличная картина результатов взрывного нагружения в сравнении с АМгб имеет место для мягкой стали Ст3. В этом материале микротвердость заметно возрастает с уровнем нагрузки, а ее распределение носит анизотропный характер. Повышение H_v вблизи внешней поверхности связано с наклепом, а вблизи полости — с высоким уровнем действовавшего давления.

Для АМгб и стали Ст3 наблюдается повышение микротвердости во всех зонах по сравнению с исход-

* Это утверждение не относится к свинцу, для которого микроструктура не отражает реальной картины результатов воздействия ударно-волновой нагрузки.

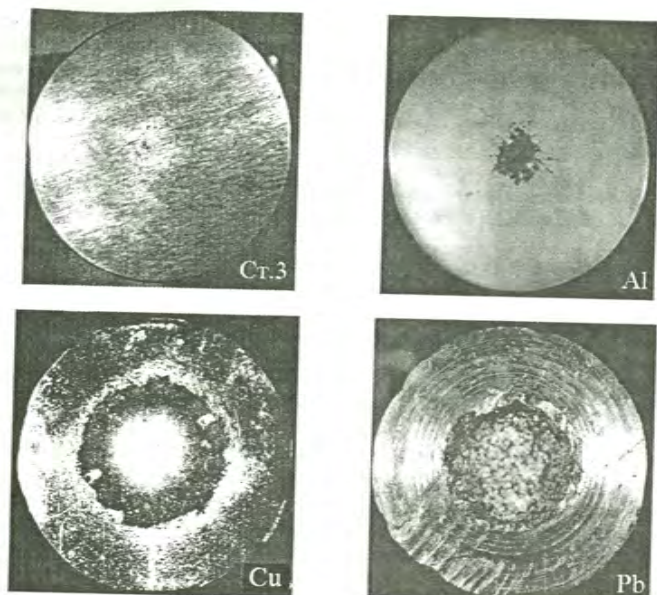


Рис.1. Вид шаров и полостей после нагружения

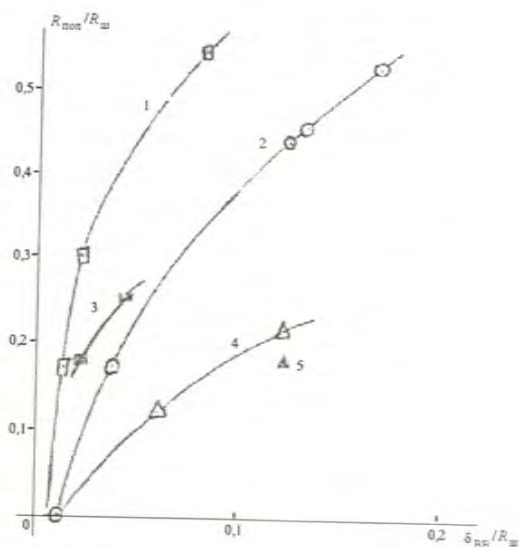


Рис. 2. Зависимости среднего радиуса полости от толщины слоя ВВ для различных материалов: 1 – свинец; 2 – медь; 3 – алюминий; 4 – Ст3; 5 – нержавеющая сталь

ной. Для АМг6 микротвердость возрастает в $\sim 1,7$ раза и Ст3 в 2–2,5 раза.

Для меди можно отметить тенденцию к росту микротвердости с повышением уровня нагрузки и в среднем большее значение H_v вблизи полости по сравнению с периферийными областями.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В экспериментах зарегистрировано образование полости в металлических неразрушившихся шарах, подвергнутых нагружению квазисферическими ударными волнами. Размеры полости при заданном уровне нагрузки определяются свойствами нагружаемых материалов, среди которых существенную роль играет сопротивление пластической деформации. Возникающие в металлах необратимые структурные изменения являются индивидуальным их свойством и сложным образом зависят от уровня приложенной нагрузки.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант № 97-01-00344).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Альтшулер Л.В. Применение ударных волн в физике высоких ударных давлений. – Успехи физических наук, 1965, т. 85, № 2, с. 197.
2. Воинов Б.А., Надыкто Б.А., Новиков С.А. и др. Исследование структурных изменений в образцах различных материалов, сохраненных после воздействия высоких импульсных давлений. – Физика горения и взрыва, 1994, № 4, с. 1001.
3. Бахрах С.М., Ковалев Н.П., Надыкто Б.А., Новиков С.А. Исследование пластических и прочностных свойств меди в условиях всестороннего растяжения. – ДАН СССР, 1974, т. 215, № 5, с. 1090.
4. Козлов Е.А., Коваленко Г.В., Литвинов Б.В. и др. Особенности деформации и разрушения аустенитной стали 60Х3Г8Н8Ф в сферических волнах напряжений. – ДАН, 1998, т. 358, № 2, с. 189.
5. Глушак Б.Л., Куропатенко В.Ф., Новиков С.А. Исследование прочности материалов при динамических нагрузках. – Новосибирск: Наука, 1992, с. 295.

Статья поступила в редакцию 31.03.2000.

АРХИВ BeAg ХАРАКТЕРИСТИК СФЕРИЧЕСКИХ И ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ КРИТИЧЕСКИХ СБОРОК

В. П. Горелов, В. И. Ильин, Н. А. Крутько, Г. Г. Фарафонов
(РФЯЦ-ВНИИЭФ)

Представлен электронный архив характеристик 118 сферических и 113 цилиндрических критических сборок. Указаны правила просмотра характеристик.

ARCHIVE BeAg OF THE CHARACTERISTICS OF THE SPHERICAL AND CYLINDRICAL CRITICAL ASSEMBLIES / V.P. GORELOV, V.I. ILJIN, N.A. KRUTKO, G.G. FARAFONOV// In work the electron archive of the characteristics of the 118 spherical and 113 cylindrical critical assemblies is submitted. The rules of survey of the characteristics are indicated.

ВВЕДЕНИЕ

При решении прикладных задач атомной энергетики применяют различные библиотеки нейтронных данных, в том числе и системы многогрупповых констант. Для выводов о приемлемости расчетных результатов, полученных с помощью выбранных нейтронных данных, необходимо иметь представление о качестве этих данных. Такое представление можно получить при описании результатов измерений характеристик простых лабораторных систем.

Лабораторные системы представляют собой критические или подкритические сборки из делящихся и других материалов. Простейшими для расчетов являются сферические и осесимметричные цилиндрические сборки.

В настоящей работе представлен электронный архив BeAg характеристик сферических и осесимметричных цилиндрических критических сборок. По терминологии из справочника [1] эксперименты, в которых были получены эти характеристики, называют базовыми или по зарубежной терминологии "benchmark" экспериментами. Это эксперименты, которые проводятся для проверки и корректировки нейтронных констант исследуемых материалов, а также для проверки программ решения уравнения переноса нейтронов.

СОДЕРЖАНИЕ АРХИВА BeAg

Архив содержит характеристики 231 сборки. Из них 118 сборок являются сферическими, 113 сборок – цилиндрическими.

Названия сборок из архива соответствуют названиям в международном сборнике [2]. Представлены модели с названиями: **heu-met-fast-kl**n (сокращенно **hmfkl**n) или **hmfkl**n/p; **heu-met-mix-kl**n (сокращенно **hmmkl**n); **heu-sol-therm-kl**n (сокращенно **hstkl**n) или **hstkl**n/p; **inter-met-fast-kl**n (сокращенно **imfkl**n); **mix-met-fast-kl**n (сокращенно **mmfkl**n) или **mmfkl**n/p; **mix-met-mix-kl**n (сокращенно **mmmkln**n); **leu-sol-therm-kl**n (сокращенно **lstkl**n) или **lstkl**n/p; **pu-met-fast-kl**n (сокращенно **pmfkl**n); **pu-sol-therm-kl**n/p (сокращенно **pstkl**n/p); **u233-met-fast-kl**n (сокращенно **umfkl**n) или **umfkl**n/p; **u233-sol-therm-kl**n (сокращенно **ustkl**n) или **ustkl**n/p; **pu-com-fast-kl**n (сокращенно **pcfkl**n); **mix-com-fast-kl**n (сокращенно **mcfkl**n); **heu-com-fast-kl**n (сокращенно **hcfkl**n); **leu-com-fast-kl**n (сокращенно **icfkl**n); **leu-com-fast-kl**n (сокращенно **lcfkl**n). Здесь **k**, **l**, **n** – целые числа от 0 до 9, означающие количество сотен, десятков и единиц в номере сборки. Целое число **p** соответствует номеру сборки в группе сборок, которые объединены в работе [2] общим названием.

Расшифруем буквенные сокращения в названиях сборок:

- heu** – высокое обогащение урана по ^{235}U ;
- inter** – промежуточное обогащение урана по ^{235}U ;
- leu** – низкое обогащение урана по ^{235}U ;
- mix** – активная зона, содержащая и ^{239}Pu , и ^{235}U ;
- pu** – основным делящимся компонентом активной зоны является ^{239}Pu ;
- u233** – основным делящимся компонентом активной зоны является ^{233}U ;
- met** – металлическая активная зона;

sol – активная зона из водных растворов химических соединений оксидов урана или плутония, нитридов или фторидов;

com – активная зона из смеси делящихся материалов с неделящимися;

fast – быстрый спектр нейтронов в активной зоне;

mix – смешанный спектр нейтронов в активной зоне;

therm – тепловой спектр нейтронов в активной зоне.

Характеристики сборок, названия которых начинаются с **pcf**, **mcf**, **hcf**, **icf** или **lcf** и номера более 900, взяты из работы [3]. Характеристики остальных сборок и их названия соответствуют работе [2].

В табл. 1 приводим используемые нами названия сборок из работы [3] и их первоначальные названия.

Таблица 1
Соответствие названий сборок

Наши названия	Названия из работы [3]
Pcf901	VERA-11A
Mcf902	ZEBRA-3
Hcf903	VERA-1B
Icf904	ZPR-3-6F
Lcf905	ZPR-3-11
Lcf906	ZEBRA-2
Mcf907	ZPR-3-56B

Кроме классификации, отраженной в буквенной части названий сборок, они классифицируются по типу симметрии (сферическая или цилиндрическая), типу активной зоны (гомогенная или гетерогенная), материалу отражателя (радиального и торцевых отражателей), материалу заполнителя (замедлители и конструкционные материалы) гетерогенных активных зон. Для каждой сборки из архива указана страна, в которой были выполнены базовые измерения. В архиве представлены результаты измерений, проведенных в Англии (10 сборок), России (57 сборок), США (141 сборка) и Японии (23 сборки).

Гетерогенной считаем активную зону, состоящую из областей, которые различаются составами и/или плотностями. В табл. 2 и 3 представлены группировки сферических и цилиндрических сборок из **BeAr** по типу активной зоны.

В табл. 4 и 5 представлены группировки сферических и цилиндрических сборок из **BeAr** по материалам отражателя.

Из сферических сборок с гетерогенными активными зонами лишь в активных зонах моделей **hmf031**, **hmm002** и **hmm003** есть заполнитель из CH_2 . Группировки цилиндрических сборок с гетерогенными активными зонами по материалу заполнителя приведены в табл. 6.

Таблица 2

Группировки сферических сборок из **BeAr**
по типу активной зоны

Активная зона	Группировка сборок	Всего сборок
Гомогенная	Lst002/1,2, lst003/3,6,9, hmf001/2, hmf002, hmf028, hmf003/1,11,12,3,8, hmf032/3,4, hmf041/1,2,3,6, hst010/1,4, hst011/1, hst012, hst013/1,4, hst009/1,2,3,4, pmf001, 010, 011, 018, pmf002, 005, 006, 008, 009, pst002/1,3, pst004/1, pst005/3, pst006/1, umf001, umf003/1,2, umf004/1,2, umf005/1,2, umf006, ust001/1,4, ust008	54
Гетерогенная	Hmf001/1, 018, 019, 020, 021, 022, 027, hmf029, 031, hmf002, hmf003, imf003, 004, 005, imf006, 008, 009, mmf001, mmf010, mmf002/1,2,3, mmf007/1-23, mmf009, pmf022, pmf023, 024, 025, 026, 027, 028, 029, 030, 031, 32, pmf035, 036, 039, 040, 041, umf002/1,2, pmf903,905*	64
Итого сборок		118

Таблица 3

Группировки цилиндрических сборок из **BeAr**
по типу активной зоны

Активная зона	Группировка сборок	Всего сборок
Гомогенная	Hmf002/2, hst001/1-10, mst003/1-10, pst010/1-14, psf901, mcf902, hcf903, icf904, lcf905, lcf906, mcf907, ust002/4,5,8,22,24,34,35,10,11, 12,36,14, ust002/15,38,17,18,19, ust004/3,6,20,25,30,27,28, ust004/33, lst001, lst004/1,29,33,34,46,51,54, lst007/14,30,32,36,49, lst008/74,76,78,72, lst009/92,93,94, lst010/83,85,86,88	91

Активная зона	Группировка сборок	Всего сборок
Гетерогенная	Hmf035, pmf021/1,2, hmf015, hmf016/1,2, hmf017, hmf030, hmf033/1,2, hmf034/1,2,3, hmf036/1,2, hmf037/1,2, hmf038, hmf001, hmf004, imf010, mmm001	22
Итого сборок		113

Таблица 4

Группировки сферических сборок из BeAg по материалу отражателя

Отражатель	Группировка сборок	Всего сборок
Нет	Hmf001/1,2, hmf018, hst013/1,4, imf003, mfm001, mmf009, mmf010, pmf001, pmf002, pmf022, pmf029, umf001, ust001/1,4, ust008, lst002/2, lst003/3,6,9, umf002/1,2	23
H ₂ O	Hst009/1,2,3,4, hst010/1,4, hst011/1, hst012, pst002/1, pst003/3, pst004/1, pst005/3, pst006/1, pmf011, lst002/1	15
CH ₂	Hmf020, imf009, pmf023, pmf027, pmf031, hmf031, hmf002, hmf003	8
Cd + CH ₂	Pmf036	1
C	Hmf019, hmf041/3,6, imf004, pmf024, pmf030	6
Be	Hmf041/1,2, mmf007/1-23, pmf018, umf005/1,2	28
Al	Hmf022, imf006, pmf009, pmf039	4
Fe	Hmf021, imf005, pmf025, pmf026, pmf028, pmf032	6
Ni	Hmf003/12	1
Cu	Pmf040	1
WC	Hmf003/8,11	2
W	Pmf005, umf004/1,2	3
Pb	Pmf035, hmf027	2
²³² Th	Pmf008	1
²³⁸ U	Hmf002, hmf003/1,3, hmf028, hmf029, hmf032/3,4, imf008, mmf002/1,2,3, pmf006, pmf010, pmf041, umf003/1,2, umf006	17
Итого сборок		118

Группировки цилиндрических сборок из BeAg по материалам отражателей

Радиальный отражатель	Торцевые отражатели	Группировка сборок	Всего сборок
Нет	Нет	Hmf015, hmf033/1,2, hmf036/1,2, lst001, lst007/14,30,32,36,49, hst001/1-10	21
Нет	Be	Pmf021/1, hmf016/1, hmf017	3
Нет	BeO	Pmf021/2, hmf016/2	2
Нет	CH ₂	Hmf034/1,2,3, mmm001	4
CH ₂	Нет	Lst010/83,85,86,88	4
CH ₂	CH ₂	Hmf037/1, hmf001	2
Cd + CH ₂	Cd + CH ₂	Hmf037/2	1
CH _{2,08} (парафин)	CH _{2,08}	Ust002/4,5,8,22,24,3, 4,35,10,11,12, 36, 14,15,38,17,18,19, ust004/3,6,20,25, 30,27,28,33	25
H ₂ O	H ₂ O	Lst004/1,29,33,34,46, 51,54, pst010/1-14	21
H ₂ O	CH ₂ + H ₂ O	Mst003/1-10	10
Fe	Fe	Hmf035	1
Ni	Ni + Na	Mcf907	1
Бетон	Нет	Lst008/74,76,78,72 lst009/92,93,94*	7
²³⁸ U	Be/ ²³⁸ U	Hmf030, hmf038	2
²³⁸ U	²³⁸ U	Hmf002, imf010, hmf002/2, pcf901, mcf902, lcf904, lcf905, lcf906, hcf903	9
Итого сборок			113

* Бетонированный бетон.

Для всех сборок в BeAg приведены результаты измерений K_{eff} . Для некоторых сборок приведен результат измерения критической массы M_{cr} активной зоны, для ряда сборок приведен результат измерения λ — временной постоянной размножения мгновенных нейтронов деления в нижнем критическом состоянии и результаты измерения спектральных индексов SI в центре сборки и для некоторых сборок — результаты измерения возмущений реактивности R конкретными ядрами в центре сборки или отношений этих возмущений R/R_0 . Для всех перечисленных характеристик ука-

заны оцененные погрешности. В табл. 7 перечисляются названия сборок, для которых в BeAr приведены результаты измерений характеристик, отличных от K_{eff} .

Таблица 6

Группировки цилиндрическихборок из BeAr с гетерогенной активной зоной по материалам заполнителя активной зоны

Заполнитель	Группировкаборок	Всегоборок
Нет	Hmf035, hmf015, hmf016/1,2, imf010	5
Fe	Pmf021/1,2	2
Be	Hmf017, hmf030	2
CH ₂	Hmf033/1,2	2
CH ₂ +Ti	Hmf034/1, hmm001	2
CH ₂ +Al	Hmf034/2	1
CH ₂ +Fe	Hmf034/3, mmm001	2
CH ₂ + ²³⁸ U	Hmf036/1,2, hmf037/1,2, hmm004	5
Be+BeO+ ²³⁸ U	Hmf038	1
Итогоборок		22

Таблица 7

Группировкиборок из BeAr по измеренным характеристикам

Измеренная величина	Группировкаборок*	Всегоизмерений
M_{cr}	Hmf001/1,2, hmf018, hmf019, hmf002, hmf020-022, hmf027-029, hmf003/1,11,12,3,8, hmf031, hmf032/3,4, hmm002, hmm003, hst010/1,4, hst011/1, hst009/1, imf003-006, imf008, imf009, mmm009, mmm010, pmf001, pmf011, pmf002, pmf022-032, pmf035, pmf036, pmf039-041, pmf006, pmf008, umf001, umf006	56
λ	Hmf001, hmf028, mmm010, pmf001, pmf006, pmf008, umf001, lcf905, lcf906	9
SI	Hmf001/1(4), hmf018(5), hmf028(4), mmm010(4), pmf001(4), pmf002(2), pmf022(6), pmf008(7), umf001(2), pcf901(5), mcf902(7), hcf903(7), icf904(6), lcf905(8), lcf906(13), mcf907(6)	90

Окончание табл. 7

Измеренная величина	Группировкаборок*	Всегоизмерений
R	Hmf001(15), hmf028(8), pmf001(27), pmf006(7), mcf902(14), hcf903(11), icf904(21), lcf905(15), lcf906(20), mcf907(10)	148
R/R ₀	Pmf002(3)	3
Итогоизмерений		306

* В скобках поставлено фактическое число измеренных величин.

Таким образом, в архиве BeAr представлены результаты 537 интегральных измерений.

Просмотр характеристик любой сборки осуществляется с экрана монитора, на котором приводится и интерактивный цветной рисунок сборки. Архив позволяет выводить в буфер обмена текстовой файл, в котором указаны размеры, плотности и составы различных областей выбранной сборки. Далее этот файл может быть размещен в каком-либо документе или распечатан для использования при задании расчета характеристик сборки. Форматы этого файла в сферической и цилиндрической геометриях выглядят следующим образом:

а) сферическая геометрия
полное название сборки

T

S

R_{out,1} - ρ_1 M1

Z₁₁A₁₁ - N₁₁

Z₁₂A₁₂ - N₁₂

...

Z_{1M1}A₁₁ - N_{1M1}\

R_{out,2} - ρ_2 M2

Z₂₁A₂₁ - N₂₁

Z₂₂A₂₂ - N₂₂

...

Z_{2M2}A_{2M2} - N_{2M2}\

R_{out,3} - ρ_3 M3

... \

R_{out,S} - ρ_S MS

Z_{S1}A_{S1} - N_{S1}

Z_{S2}A_{S2} - N_{S2}

...

Z_{SMS}A_{SMS} - N_{SMS}\

здесь знак “-” означает пробел; T – средняя температура сборки в градусах Кельвина; S – полное число слоев в сборке; $R_{out,s}$ – внешний радиус слоя с номером s в см; ρ_s – плотность слоя с номером s в г/см³; M_s – число ядер в составе слоя с номером s ; ZA – имя ядра, где Z – заряд в числах протонов, A – число нуклонов; N – концентрация ядер, ядер/(см-б); на Z в названии ядра отводится две позиции, на A – три позиции; для естественной смеси стабильных изотопов все три позиции для A заняты нулями, например, названия ¹H или ²³⁵U, или Fe будут иметь вид 01001 или 92235, или 26000 соответственно;

б) цилиндрическая геометрия
полное название сборки

T

MIX1_ρ1_M1

Z11A11 – N11

Z12A12 – N12

...

Z1M1A1M1 – N1M1\

GEOM_MIX1_P1

Z1,1 – H1,1 – R_{in 1,1} – R_{out 1,1}

Z1,2 – H1,2 – R_{in 1,2} – R_{out 1,2}

...

Z1,P1 – H1,P1 – R_{in 1,P1} – R_{out 1,P1}\

MIX2_ρ2_M2

Z21A21 – N21

Z22A22 – N22

...

Z2M2A2M2 – N2M2\

GEOM_MIX2_P2

Z2,1 – H2,1 – R_{in 2,1} – R_{out 2,1}

Z2,2 – H2,2 – R_{in 2,2} – R_{out 2,2}

...

Z2,P2 – H2,P2 – R_{in 2,P2} – R_{out 2,P2}\

MIX3_ρ3_M3

...Λ

MIXS_ρS_MS

Zs1As1 – Ns1

Zs2As2 – Ns2

...

ZsMsAsMs – NsMs\

GEOM_MIXS_PS

Zs,1 – Hs,1 – R_{in s,1} – R_{out s,1}

Zs,2 – Hs,2 – R_{in s,2} – R_{out s,2}

...

Zs,Ps – Hs,Ps – R_{in s,Ps} – R_{out s,Ps} \ ;

здесь S – количество материалов, из которых состоят различные области цилиндра; ρ_s и M_s – плотность материала с номером s и количество ядер в его состав

ве; P_s – количество областей, занятых материалом с номером s ; $Z_{s,p}$, $H_{s,p}$, $R_{in s,p}$, $R_{out s,p}$ – координата z нижней торцевой поверхности области с номером p из материала с номером s , ее высота, внутренний и внешний радиусы, в см; координата z отсчитывается от нижней торцевой поверхности; остальные обозначения прежние.

Архив снабжен редактором. Это позволяет вносить изменения в представленные характеристики сборок или вносить в архив характеристики новых сборок.

Нами принято, что зазоры и полости во всех сборках, в которых они есть, заполнены воздухом с плотностью и составом, которые предложены как эффективные в статье о сборке hmf001/1 из сборника [2]; $\rho_{air} = 0,00122$ г/см³, $N = 3,5214 \cdot 10^{-5}$ ядер/(см-б), $O = 1,5092 \cdot 10^{-5}$ ядер/(см-б). Для некоторых цилиндрических сборок области из воздуха расположены и со стороны внешней поверхности для того, чтобы эта поверхность имела невыгнутую цилиндрическую форму.

ПРОГРАММНАЯ ОБОЛОЧКА АРХИВА

С точки зрения физического хранения архив результатов интегральных измерений представляет совокупность находящихся в одном каталоге диска файлов, в каждом из которых содержится вся информация по одной конкретной сборке – описание геометрии и изотопного состава слоев сборки, набор классификационных признаков и собственно результаты измерений тех или иных величин. Данные хранятся в двоичном виде. Имена файлов соответствуют названиям сборок, представленным в предыдущем разделе. Раздельное пофайловое хранение данных позволяет гибко комплектовать те или иные подмножества архива, создавая группировки сборок. Стандартное расширение файлов архива – bmk.

Программа – оболочка архива (исполняемый модуль BeAr.exe; название модуля является аббревиатурой Benchmark Archive) функционирует в среде ОС платформы Win32 (Windows 95/98/NT) и решает задачу визуализации данных архива интегральных экспериментов в табличной и графической формах, предоставляя соответствующий пользовательский интерфейс. Первым условием работы программы является ее настройка на каталог диска, в котором находятся образующие архив bmk-файлы. Эта операция выполняется посредством стандартного системного диалога выбора каталога, вызываемого нажатием второй справа кнопки (Source) на панели в верхней правой части окна странички General (см. ниже). Программа постоянно хранит путь к файлам архива в системном реестре, поэтому настройка необходима лишь при первом запуске программы либо при перемещении архива в другой каталог.

Рассмотрим подробно пользовательский интерфейс программы BeAg. Имеется 2 страницы верхнего уровня окна программы: **View** – страница просмотра данных и **Selection** – страница для задания критериев выборки представляемых в таблицах сборок. При нажатии кнопки **View** (или после запуска программы) на экране возникает страница **General**.

Просмотр на странице **View**, в свою очередь, организован в виде серии таблиц, размещенных каждая на собственной странице. Этим страницам соответствуют кнопки **General**, **Assembly Layout**, **Spectral Indices**, **Reactivity**, **Reactivity Ratios**, **Citation Index**. Все страницы, за исключением **Assembly Layout**, имеют общую часть – 4 первых столбца:

File – сокращенное название сборки;

Comment – сокращенное название сборки и для сборки из работы [3] название сборки из этой работы;

Country – страна, в которой выполнены измерения;

Assembly – полное название сборки.

Таблицы на всех страницах синхронизованы между собой. Это означает, что, если в какой-либо из таблиц текущей сделана некоторая строка, т. е. сборка (она будет выделена цветом), при переходе на другую страницу текущей будет та же самая сборка. При этом подразумевается, что соответствующие данные (которые отображаются на этой странице) для выделенной сборки имеются.

Все таблицы на странице **View** отображают данные из некоторого подмножества архива, определяемого критериями, выбранными на странице **Selection** (см. далее). В начальный момент после запуска программы критерии выборки не заданы, т. е. отображается весь архив.

Теперь остановимся на каждой из страниц представления данных архива в программе BeAg.

На странице **General** представлены следующие классификационные признаки:

Symmetry (Cylinder / Sphere) – тип симметрии сборки (цилиндр / сфера); группировки сборок по этим признакам представлены в табл. 2 и 3 из предыдущего раздела;

Core (Homo / Hetero) – тип активной зоны (гомогенная / гетерогенная); группировки сборок по этим признакам представлены в тех же табл. 2 и 3 из предыдущего раздела;

Rad refl. – материал внешнего радиального отражателя; группировки сферических и цилиндрических сборок по этому признаку представлены в табл. 4 и 5 из предыдущего раздела;

End refl. – материал торцевого отражателя – только для цилиндров, группировки цилиндрических сборок по этому признаку представлены в табл. 5 из предыдущего раздела;

Filler – материал заполнителя активной зоны – только для сборок с гетерогенными активными зонами, группировки цилиндрических сборок по этому признаку представлены в табл. 6 из предыдущего раздела.

Далее на этой же странице приведены результаты ряда измерений с их погрешностями:

keff – эффективный коэффициент размножения нейтронов, представлен для всех сборок;

Lambda, sec-1 – временная постоянная ($1/\lambda$) спада мгновенных нейтронов в нижнем критическом состоянии, группировка соответствующих сборок из архива представлена в табл. 7 из предыдущего раздела;

Mc, grams – критическая масса в граммах; группировка соответствующих сборок из архива представлена в табл. 7 из предыдущего раздела.

На левой панели страницы **Assembly Layout** представлены 9 столбцов следующих классификационных признаков и данных:

File, Assembly;

Symmetry (Cylinder / Sphere), Core (Homo / Hetero), Rad refl., End refl., Filler (см. описание классификационных признаков на странице **General**);

T, K – средняя температура сборки в градусах Кельвина;

Layers / Materials – число слоев в сферической сборке или число различных материалов в цилиндрической сборке.

Правая панель этой же таблицы содержит описание текущей сборки. На ней представлен схематический интерактивный цветной рисунок сборки и таблицы характеристик (размеры, плотности, концентрации ядер в шт./б-см). Рисунок и таблицы взаимно синхронизованы. Если у изотопа на правой панели приведен только химический символ без указания числа нуклонов, это означает естественную смесь стабильных изотопов.

После нажатия кнопки **Spectral Indices** выводится страница, на которой представлены результаты измерений спектральных индексов в центральных областях сборок. Полная группировка этих сборок представлена в табл. 7. Страница **Spectral Indices** состоит из 10 столбцов:

File, Comment, Country, Assembly;

Symmetry (Cylinder / Sphere);

Isotop 1 – название ядра, сечение которого стоит в числителе спектрального индекса;

Reaction – название реакции, сечение которой стоит в числителе ($18 - \text{деление}$, $16 - (n,2n)$, $102 - \text{радиационный захват}$, $999 - \text{полный захват}$);

Isotop 2 – название ядра, сечение которого стоит в знаменателе спектрального индекса;

Reaction – название реакции, сечение которой стоит в знаменателе;

Value – результат измерения спектрального индекса с указанием ошибки.

После нажатия кнопки **Reactivity** высвечивается страница, на которой представлены результаты измерений возмущений реактивности в центре сборок. Полная группировка этих сборок представлена в табл. 7. Страница **Reactivity** состоит из 7 столбцов:

File, Comment, Country, Assembly;

Symmetry (Cylinder / Sphere);

Isotope – название ядра, из которого состоял возмущающий образец;

Value – результат измерения с указанием погрешности.

После нажатия кнопки **Reactivity Ratios** высвечивается страница, на которой представлены результаты измерений отношений возмущений реактивности в центре сборок. Полная группировка этих сборок представлена в табл. 7 и состоит из одной сборки. Страница **Reactivity Ratios** состоит из 8 столбцов:

File, Comment, Country, Assembly;

Symmetry (Cylinder / Sphere);

Isotope 1(numerator) – название ядра, реактивность которого стоит в числителе;

Isotope 2(denominator) – название ядра, реактивность которого стоит в знаменателе;

Value – результат измерения с указанием погрешности.

После нажатия кнопки **Citation Index** высвечивается страница, на которой представлены работы, которым соответствуют содержащиеся в архиве характеристики сборок. Левая панель страницы **Citation Index** состоит из 5 столбцов следующих классификационных признаков:

File, Comment, Country, Assembly;

Symmetry (Cylinder / Sphere).

На правой панели указана работа, в которой были опубликованы характеристики выделенной сборки.

Вывод в буфер обмена текстового файла, в котором указаны размеры, плотности и составы различных областей выбранной сборки, осуществляется с помощью третьей справа кнопки (**Copy**) в правом верхнем углу окна **View**.

Как уже говорилось, на странице **View** отображаются характеристики множества сборок, удовлетворяющих набору заданных критериев. Другими словами, для каждой сборки условием наличия в таблицах на странице **View** является истинность некоторой логической функции достаточно большого набора переключателей на странице **Selection**, формально вычисляемой для каждой сборки из архива. Переключатели на странице **Selection** задают те или иные возможные критерии отбора. Непосредственно после запуска программы **BeAr** отображаются данные всех сборок из архива, т. е. функция отбора полагается тождественно истинной.

Страница **Selection** содержит следующие основные элементы:

– **Matching Benchmarks** – счетчик сборок, удовлетворяющих текущему набору условий; при любом изменении в критериях "прозрачно" выполняется вычисление текущей функции отбора для всех сборок в архиве и результаты подсчета немедленно отражаются в данном счетчике;

– **All** – глобальный флаг отключения всех критериев; когда этот переключатель включен, показываются все сборки из архива; никакие критерии не анализируются; все панели критериев на странице **Selection** видны лишь при отключенном состоянии этого переключателя;

– группы переключателей **Fissile Material, Physical Form, Spectrum, Country, Core Type**; внутри каждой из них переключатели объединяются по "ИЛИ", итоговые значения групп входят в полную функцию через "И";

– панель **Identifier** позволяет задать критерий отбора по числовому идентификатору (номеру) сборки; можно либо отключить эту проверку (**Any**), либо задать проверку на нахождение номера в диапазоне (**Range**) или на точное соответствие номеру (**Equal**); результат проверки входит в итоговую функцию через "И";

– переключатель **Spheres** проверяет условие сферичности геометрии сборки; входит в полную функцию через "И", т. е., когда включен, показываются только сферические модели сборок; с ним связаны группы переключателей **Reflector** и **Filler** (они видны только, когда включен переключатель **Spheres**); внутри групп переключатели суммируются по "ИЛИ", итоговые значения групп входят в полную функцию через "И";

– переключатель **Cylinders** и связанные с ним группы **Radial Reflector, End Reflector** и **Filler** для цилиндрических сборок; полная аналогия по смыслу соответствующим группам для сферической геометрии; очевидно, что переключатели **Spheres** и **Cylinders** одновременно отключены быть не могут;

– группа переключателей **Data presence criteria**; критерии наличия результатов экспериментов различных видов; в отличие от остальных групп каждый из переключателей в отдельности входит в полную функцию через "И".

При переходе со страницы **Selection** на страницу **View** программа перестраивает все таблицы просмотра, включая в них данные только для сборок, удовлетворяющих установленному набору условий (их подсчет ведется динамически в процессе задания счетчиком **Matching Benchmarks**).

Таблица **Fissile Material** состоит из следующих элементов: **Plutonium, Highly Enriched Uranium, Inter-**

mediate Enriched Uranium, Low Enriched Uranium, Uranium-233, Mixed Plutonium- Uranium, Special Isotopes. Таблица Physical Form состоит из элементов: Metal, Compound, Solution, Miscellaneous. Таблица Spectrum содержит элементы: Fast, Intermediate, Thermal, Mixed. Таблица Country состоит из элементов: Russia, USA, UK, Japan, Other. Таблица Core Type состоит из двух элементов: Homogeneous, Heterogeneous. Элементы таблиц Reflector, Radial Reflector, End Reflector и Filler указаны в табл. 4, 5 и 6 из предыдущего раздела.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлен электронный архив BeAr характеристик сферических и осесимметричных цилиндрических критических сборок. Общее число сборок равно 231, из них 118 сферических и 113 цилиндрических.

Сборки классифицированы по геометрии, по стране, в которой проводились измерения, по основному делящемуся компоненту активной зоны, по физической форме материала активной зоны (металл, раствор или смесь делящихся и неделящихся ядер), по спектру нейтронов в активной зоне, по типу активной зоны (гомогенная или гетерогенная), по материалу отражателя и для моделей с гетерогенными активными зонами по материалу заполнителя активной зоны.

Возможен отбор сборок и по типу измеренной нейтронно-ядерной характеристики. В архиве BeAr представлены результаты измерений 537 интегральных характеристик: 231 измерение k_{eff} , 56 измерений критической массы M_{cr} активной зоны, 9 измерений λ — временной постоянной размножения мгновенных нейтронов деления в нижнем критическом состоянии, 90 измерений спектральных индексов SI в центре модели,

148 измерений возмущений реактивности R конкретными ядрами в центре модели и 3 измерения отношения этих возмущений R/R_0 . Эти измерения проводились в Англии, России, США и Японии.

Просмотр характеристик любой сборки осуществляется с экрана монитора. Архив позволяет выводить в буфер обмена текстовый файл, в котором указаны размеры, плотности и составы различных областей выбранной сборки. Далее этот файл может быть размещен в каком-либо документе или распечатан для использования при задании расчета характеристик сборки.

Архив снабжен редактором. Это позволяет вносить изменения в характеристики сборки или вносить в архив характеристики новых сборок.

Представленные в архиве BeAr характеристики сборок соответствуют уровню знаний на сентябрь 1999 г. Эти характеристики могут привлекаться пользователями систем нейтронных данных и программ решения уравнения переноса для их тестирования.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Горячев И.Г., Колесов Ю.И., Семенов В.П., Трыков Л.А. Интегральные эксперименты в проблеме переноса ионизирующих излучений. Справочное руководство / Под ред. Л.А. Трыкова. — М.: Энергоатомиздат, 1985.
2. International Handbook of Evaluated Criticality Safety Benchmark Experiments. — Nuclear Energy Agency; Organization for Economic Co-Operation and Development, Paris; NEA/NSC/DOC(95)03; September 1999 Edition.
3. Alter H., Kidman R.B., LaBauve R., Protsik R., Zolotar B.A. Cross Section Evaluation Working Group Benchmark Specifications. Rept. ENDF-202, BNL (USA); November 1974.

Статья поступила в редакцию 29.05.2000.

К РЕШЕНИЮ УРАВНЕНИЙ КИНЕТИКИ СОСТАВА АКСИАЛЬНО ДВИЖУЩЕГОСЯ ТОПЛИВА ИЗ РАСПЛАВЛЕННЫХ СОЛЕЙ В ОДНОМЕРНОМ ЛИНЕЙНОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

В. П. Горелов, В. И. Ильин
(РФЯЦ-ВНИИЭФ)

В одномерном линейном приближении сформулированы дифференциальные уравнения кинетики состава топлива за один проход через blanket. Топливо из расплавленных солей движется параллельно оси симметрии установки. В перечисленные дифференциальные уравнения входят интенсивности делений в различных областях blanketа. Сформулированы интегральные уравнения относительно интенсивностей делений. Предложены способы решения записанных уравнений.

TO THE SOLUTION OF THE COMPOSITION KINETICS EQUATIONS OF THE AXIALLY MOVING FUEL FROM MOLTEN SALTS IN THE 1D LINEAR APPROXIMATION / V.P. GORELOV, V.I. ILYIN/ In the 1D linear approximation of the composition kinetics differential equations of the axially moving fuel from molten salts for one pass through blanket are formulated. Fuel from molten salts moves in parallel of the axes of symmetry of mounting. The listed differential equations enter of intensity of fission in various areas. The integral equations rather intensity of fission are formulated. The methods of the solution of the written down equations are offered.

ВВЕДЕНИЕ

Для трансмутации отходов атомной энергетики предполагается использование электроядерной установки. Эта установка может быть представлена схемой: ускоритель заряженных частиц → мишень-конвертор для получения нейтронов → подкритический blanket из движущихся расплавленных солей делящихся материалов. В движущемся топливе вместе с основными компонентами могут присутствовать и другие делящиеся и неделящиеся (долгоживущие осколки деления) ядра. Они извлечены из отработавшего топлива атомных станций и подвергаются трансмутации в этой установке.

Состав топлива blanketа претерпевает непрерывные изменения из-за облучения нейтронами и из-за радиоактивных распадов. Учет изменения состава необходим для правильного прогнозирования характеристик blanketа на разных этапах его работы. Кроме того, необходимо и знание состава топлива, которое выходит из blanketа и поступает в петлю переработки.

Для моделирования процессов изменения состава топлива реакторов используют уравнения кинетики состава. Для неподвижного топлива они приведены, например, в работах [1, 2].

В настоящей работе сформулированы уравнения кинетики состава топлива, которое движется вдоль оси симметрии установки. Предложены способы численного решения записанных уравнений.

1. УРАВНЕНИЯ КИНЕТИКИ СОСТАВА АКСИАЛЬНО ДВИЖУЩЕГОСЯ ТОПЛИВА

В общем виде подкритический blanket можно представить как систему каналов, которые параллельны оси симметрии Z . Эти каналы размещены в замедлителе. Вдоль каналов движется расплавленное топливо. Требуется сформулировать уравнения относительно концентраций различных ядер из состава движущегося топлива.

Будем считать, что площади поперечных сечений каналов не зависят от пространственной координаты z . Скорость движения топлива в каждом из каналов считаем независимой от пространственных координат и времени t заданной величиной. Исходным является уравнение, которому должна удовлетворять концентрация $n(\vec{r}, t)$ каких-то движущихся ядер из состава топлива. Это уравнение при сделанном предположении имеет вид:

$$\frac{\partial}{\partial t} n(\vec{r}, t) + v \frac{\partial}{\partial z} n(\vec{r}, t) = - \left[\lambda + \sum_{i=1}^I \sigma_{\tau, i} \Phi_i(\vec{r}, t) \right] n(\vec{r}, t) + F(\vec{r}, t). \quad (1)$$

Здесь v — скорость движения топлива вдоль оси z ; $\vec{r}$ — радиус-вектор точки внутри канала, аксиальная координата которой равна z ; λ — постоянная радиоактивного распада ядра; $\sigma_{r,j}$ — многогрупповые микроскопические сечения гибели ядра под действием нейтронов; $\Phi_i(\vec{r}, t)$ — проинтегрированные по всем направлениям перемещения нейтрона многогрупповые потоки нейтронов; I — полное число рассматриваемых энергетических групп; $F(\vec{r}, t)$ — скорость поступления ядер в единицу объема вокруг точки $\vec{r}$ в момент времени t .

Разобьем каждый топливный канал бланкета по z на ряд областей. Эти области будем отмечать индексом m . Длину области с индексом m обозначим Δz_m , а объем V_m . Значение $m = 1$ будем присваивать нижней области канала. В нижнюю область поступает топливо из внешней петли.

Будем считать в дальнейшем, что неизвестные функции в пределах каждой области линейны по z и непрерывны на границах раздела областей. Назовем это приближение одномерным линейным.

Проинтегрируем уравнения типа (1) для совокупности ядер актинидов из состава топлива по объему V_m рассматриваемой области канала. Тогда в одномерном линейном приближении можно получить следующую систему дифференциальных уравнений:

$$\frac{d}{dt} \bar{n}_m(t) = \left[\hat{\Lambda} - 2 \frac{v}{\Delta z_m} \hat{E} \right] \bar{n}_m(t) + \Phi_m(t) \sum_{i=1}^K (i) \bar{n}_m(t) + 2 \frac{v}{\Delta z_m} \bar{n}_m(z_{\min}, t). \quad (2)$$

При интегрировании скоростей нейтронно-ядерных реакций по $\vec{r}$ многогрупповые потоки нейтронов были вынесены за знак интегрирования как средние по области. Это оправдано, если амплитуда и энергетический спектр потока нейтронов несущественно изменяются на длине Δz_m . Индекс канала в уравнении (2) и в далее приводимых подобных уравнениях опускаем. В этих уравнениях $z_{\max}$ — верхняя граница рассматриваемой области, $z_{\min} = (z_{\max} - \Delta z_m)$ — ее нижняя граница, а $f_m(z, t)$ — среднее от функции $f(\vec{r}, t)$ по сечению канала на высоте z в области с индексом m .

Через $\hat{E}$ обозначена единичная матрица. Компоненты вектора $\bar{n}_m(t)$ есть $n_{k,m}(t)$ — искомые средние количества конкретных ядер актинидов в единице объема рассматриваемой области с номером m . Здесь $k = 1, 2, 3, \dots, K$, где K — число рассматриваемых актинидов. Элементы $K \times K$ матрицы $\hat{\Lambda}$ равны взятым с тем или иным знаком постоянным радиоактивным распадам. Диагональные элементы этой матрицы равны нулю только для стабильных или долгоживущих ядер. В остальных случаях это отрицательные числа. Элементы $K \times K$ матрицы $\hat{\Sigma}(t)$ есть взятые с тем или иным знаком одногрупповые микроскопические сечения тех или иных процессов взаимодействия нейтронов с рассматриваемыми ядрами, которые приводят к гибели или рождению конкретных ядер. Все диагональные элементы этой матрицы не равны нулю и отрицательны. При учете процессов α -распада и электронного захвата, а также реакций $(n, 2n)$, $(n, 3n)$, реакций с вылетом нейтронов и заряженных частиц матрицы $\hat{\Lambda}$ и $\hat{\Sigma}(t)$ нельзя представить как нижнетреугольные.

Одногрупповые микроскопические сечения связаны с многогрупповыми потоками нейтронов и многогрупповыми микроскопическими сечениями соотношениями (индекс x принимает значения γ (радиационный захват), f (деление), $2n$ (реакция $(n, 2n)$) и т. д.; индекс k соответствует конкретному ядру):

$$\sigma_{x,k,m}(t) = \frac{\sum_{i=1}^I \sigma_{x,i,k} \int_{V_m} \Phi_i(\vec{r}, t) d\vec{r}}{\int_{V_m} \sum_{i=1}^I \Phi_i(\vec{r}, t) d\vec{r}}. \quad (3)$$

При подготовке многогрупповых сечений в области энергии резонансных нейтронов должны быть учтены эффекты резонансной самоэкранировки и Доулера.

Одногрупповой поток нейтронов $\Phi_m(t)$ связан с многогрупповыми потоками соотношением

$$\Phi_m(t) = (V_m)^{-1} \int_{V_m} \Phi_1(\vec{r}, t) d\vec{r}.$$

Многогрупповые потоки $\Phi_i(\vec{r}, t)$ есть проинтегрированные по всем направлениям перемещения нейтронов решения многогруппового уравнения переноса для рассматриваемой системы.

Интенсивности нейтронно-ядерных реакций изменяются во времени из-за зависимостей от времени одногруппового потока, одногрупповых микроскопических сечений и концентраций ядер. В работе [2] отмечено, что

наиболее медленными являются изменения одногрупповых микроскопических сечений. Эти изменения связаны с эволюцией во времени нейтронных спектров из-за изменения состава. Эффективно учесть зависимости одногрупповых микроскопических констант от времени можно с помощью двухкомпонентного представления уравнений кинетики из работы [2]. Это представление будем называть γ -представлением. В работе [3] предложено простое обобщение этого представления, которое было названо α -представлением. Рассмотрим сначала γ -представление.

В этом представлении предполагается, что основная доля делений нейтронов приходится на область тепловых нейтронов. Шкала времени разбивается точками t_q на ряд интервалов. На границах интервалов неизвестные функции должны быть непрерывны. Считают, что в каждом из интервалов $[t_{q-1}, t_q]$ микроскопические одногрупповые константы отдельных ядер для тепловых и надтепловых нейтронов не зависят от времени. Будем сопровождать их аргументом q . При расчетах этих констант по формулам типа (3) и другим аналогичным формулам должны быть использованы многогрупповые потоки нейтронов, которые соответствуют известным на момент времени t_{q-1} концентрациям ядер. Эти потоки нейтронов могут быть найдены при решении пространственно-многогрупповой задачи. Подробнее о пространственно-многогрупповой задаче будет сказано ниже.

На интервале $[t_{q-1}, t_q]$ перепишем выражение для скорости нейтронно-ядерных реакций в правой части уравнения (2) в виде

$$\Phi_m(t) \hat{\Sigma}_m(t) \bar{n}_m(t) = \Phi_{q,\gamma,m}(t) \left\{ \hat{\Sigma}_m^{(th)}(q) + \gamma_{q,\gamma,m}(t) \hat{\Sigma}_m^{(res)}(q) \right\} \bar{n}_m^{(q)}(t).$$

Здесь введены обозначения: $\Phi_{q,\gamma,m}(t)$ — зависимость от t на интервале $[t_{q-1}, t_q]$ среднего по области m потока тепловых нейтронов, который равен сумме по i от 1 до I_{th} средних по области многогрупповых потоков; $\gamma_{q,\gamma,m}(t)$ — зависимость от t на том же интервале отношения средних по области m потоков надтепловых и тепловых нейтронов; средний по области поток надтепловых нейтронов равен сумме по i от $(I_{th} + 1)$ до I средних по области многогрупповых потоков. Верхняя граница в группе с номером I_{th} равна E_{th} — границе области тепловых нейтронов. В качестве E_{th} можно выбрать значение кадмиевой границы 0,5 эВ. Одногрупповые микроскопические константы, которым равны отличные от нуля элементы матрицы $\hat{\Sigma}_m^{(th)}$, получены суммированием по i в числителе и знаменателе формулы (3) от 1 до I_{th} . При получении же отличных от нуля элементов матрицы $\hat{\Sigma}_m^{(res)}$ суммирование в числителе и знаменателе проводится от $(I_{th} + 1)$ до I .

При $E > E_{th}$ будем считать энергетическую зависимость потока нейтронов равной фермиевской, т. е. $\sim E^{-1}$. Пусть источниками нейтронов являются только реакции деления. Тогда для $\gamma_{q,\gamma,m}(t)$ можно получить следующее выражение:

$$\gamma_{q,\gamma,m}(t) = \gamma_m(t_{q-1}) \frac{1 - N_{\gamma,m}(q) \sum_{k=1}^K v_{f,k,m}^{(res)} \sigma_{f,k,m}^{(res)}(q) n_{k,m}(t_{q-1})}{1 - N_{\gamma,m}(q) \sum_{k=1}^K v_{f,k,m}^{(res)} \sigma_{f,k,m}^{(res)}(q) n_{k,m}^{(q)}(t)} \cdot \frac{\sum_{k=1}^K v_{f,k,m}^{(th)} \sigma_{f,k,m}^{(th)}(q) n_{k,m}^{(q)}(t)}{\sum_{k=1}^K v_{f,k,m}^{(th)} \sigma_{f,k,m}^{(th)}(q) n_{k,m}(t_{q-1})},$$

где

$$N_{\gamma,m}(q) = \frac{\gamma_{q,\gamma,m}(t_{q-1})}{\sum_{k=1}^K \left\{ v_{f,k,m}^{(th)} \sigma_{f,k,m}^{(th)}(q) + \gamma_{q,\gamma,m}(t_{q-1}) v_{f,k,m}^{(res)} \sigma_{f,k,m}^{(res)}(q) \right\} n_{k,m}(t_{q-1})};$$

$\gamma_m(t_{q-1})$ — отношения средних по областям канала потоков надтепловых и тепловых нейтронов; эти отношения могут быть рассчитаны после решения пространственно-многогрупповой задачи с концентрациями ядер на момент времени t_{q-1} ;

$$n_{k,m}(t_{q-1}) = n_{k,m}^{(q-1)}(t_{q-1}) = n_{k,m}^{(q)}(t_{q-1}).$$

Выражение для $\Phi_{q,\gamma,m}(t)$ имеет вид

$$\Phi_{q,\gamma,m}(t) = \frac{P_m^{(q)}(t)}{V_m \sum_{k=1}^K \left\{ \sigma_{f,k,m}^{(th)}(q) + \gamma_{q,\gamma,m}(t) \sigma_{f,k,m}^{(res)}(q) \right\} n_{k,m}^{(q)}(t)},$$

где $P_m^{(q)}(t)$ — зависимость от t полного числа реакций деления в единицу времени в области m канала на интервале $[t_{q-1}, t_q]$.

Перейдем теперь к α -представлению. В этом представлении предполагается, что основная доля делений приходится на область надтепловых нейтронов. На интервале $[t_{q-1}, t_q]$ перепишем выражение для скорости нейтронно-ядерных реакций в правой части уравнения (2) в виде

$$\Phi_m(t) \hat{\Sigma}_m(t) \bar{n}_m(t) = \Phi_{q,m}(t) \left\{ \alpha_{q,m}(t) \hat{\Sigma}_m^{(th)}(q) + \hat{\Sigma}_m^{(res)}(q) \right\} \bar{n}_m^{(q)}(t).$$

Здесь $\Phi_{q,m}(t)$ — зависимость от t среднего по области m потока надтепловых нейтронов, $\alpha_{q,m}(t)$ — зависимость от t отношения средних по области m потоков тепловых и надтепловых нейтронов.

Пусть при $E < E_{th}$ энергетическая зависимость потока нейтронов пропорциональна максвелловской, т. е. $\sim E \exp(-E/T)$. Здесь T — температура нейтронного газа. По-прежнему будем считать источниками нейтронов только реакции деления. Если поток тепловых нейтронов при $E = E_{th}$ непрерывно переходит в фермиевское распределение, то можно получить следующее выражение для $\alpha_{q,m}(t)$:

$$\alpha_{q,m}(t) = \alpha_m(t_{q-1}) \frac{1 - N_{\alpha,m}(q) \sum_{k=1}^K v_{f,k,m}^{(th)} \sigma_{f,k,m}^{(th)}(q) n_{k,m}(t_{q-1})}{1 - N_{\alpha,m}(q) \sum_{k=1}^K v_{f,k,m}^{(th)} \sigma_{f,k,m}^{(th)}(q) n_{k,m}^{(q)}(t)} \frac{\sum_{k=1}^K v_{f,k,m}^{(res)} \sigma_{f,k,m}^{(res)}(q) n_{k,m}^{(q)}(t)}{\sum_{k=1}^K v_{f,k,m}^{(res)} \sigma_{f,k,m}^{(res)}(q) n_{k,m}(t_{q-1})},$$

где

$$N_{\alpha,m}(q) = \frac{\alpha_{q,m}(t_{q-1})}{\sum_{k=1}^K \left\{ \alpha_{q,m}(t_{q-1}) v_{f,k,m}^{(th)} \sigma_{f,k,m}^{(th)}(q) + v_{f,k,m}^{(res)} \sigma_{f,k,m}^{(res)}(q) \right\} n_{k,m}(t_{q-1})};$$

$\alpha_m(t_{q-1})$ — отношения средних по областям канала потоков тепловых и надтепловых нейтронов. Эти отношения могут быть определены при решении пространственно-многогрупповой задачи с концентрациями ядер на момент времени t_{q-1} . Для $\Phi_{q,m}(t)$ следует использовать выражение

$$\Phi_{q,m}(t) = \frac{P_m^{(q)}(t)}{V_m \sum_{k=1}^K \left\{ \alpha_{q,m}(t) \sigma_{f,k,m}^{(th)}(q) + \sigma_{f,k,m}^{(res)}(q) \right\} n_{k,m}^{(q)}(t)}.$$

Далее будем использовать везде только γ -представление и рассматривать интервал $[t_{q-1}, t_q]$. Обобщение на случай использования α -представления во всех каналах или в некоторых из них может быть проведено элементарно. Значения функций $f_m^{(q)}(z_{min}, t)$ вычисляются по формуле

$$f_m^{(q)}(z_{min}, t) = 2 \sum_{m=1}^{m-1} (-1)^{m+1} f_m^{(q)}(t) + (-1)^{m-1} f_1(0, t).$$

Функции $f_1(0, t)$ считаются заданными на входах в каналы.

Концентрации ядер в топливе, которое выходит из бланкета и поступает в петлю переработки, могут быть рассчитаны по формуле

$$f_M^{(q)}(z_{max}, t) = 2 f_M^{(q)}(t) - f_M^{(q)}(z_{min}, t).$$

Здесь M — индекс верхней области канала.

Подчеркнем, что

$$f_M^{(q)}(z_{max}, t) \neq f_1(0, t).$$

Это означает, что состав топлива при движении по внешней петле даже при отсутствии отбора некоторых ядер претерпевает изменения из-за распадов нестабильных ядер. Задача об изменении состава топлива во внешней петле нами не рассматривается.

Решения записанных уравнений должны удовлетворять начальным условиям

$$f_m^{(q)}(t_{q-1}) = f_m^{(q-1)}(t_{q-1}).$$

Уравнение (2) преобразуется к виду

наиболее медленными являются изменения одногрупповых микроскопических сечений. Эти изменения связаны с эволюцией во времени нейтронных спектров из-за изменения состава. Эффективно учесть зависимости одногрупповых микроскопических констант от времени можно с помощью двухкомпонентного представления уравнений кинетики из работы [2]. Это представление будем называть γ -представлением. В работе [3] предложено простое обобщение этого представления, которое было названо α -представлением. Рассмотрим сначала γ -представление.

В этом представлении предполагается, что основная доля делений нейтронов приходится на область тепловых нейтронов. Шкала времени разбивается точками t_q на ряд интервалов. На границах интервалов неизвестные функции должны быть непрерывны. Считают, что в каждом из интервалов $[t_{q-1}, t_q]$ микроскопические одногрупповые константы отдельных ядер для тепловых и надтепловых нейтронов не зависят от времени. Будем сопровождать их аргументом q . При расчетах этих констант по формулам типа (3) и другим аналогичным формулам должны быть использованы многогрупповые потоки нейтронов, которые соответствуют известным на момент времени t_{q-1} концентрациям ядер. Эти потоки нейтронов могут быть найдены при решении пространственно-многогрупповой задачи. Подробнее о пространственно-многогрупповой задаче будет сказано ниже.

На интервале $[t_{q-1}, t_q]$ перепишем выражение для скорости нейтронно-ядерных реакций в правой части уравнения (2) в виде

$$\Phi_m(t) \hat{\Sigma}_m(t) \bar{n}_m(t) = \Phi_{q,\gamma,m}(t) \left\{ \hat{\Sigma}_m^{(th)}(q) + \gamma_{q,m}(t) \hat{\Sigma}_m^{(res)}(q) \right\} \bar{n}_m^{(q)}(t).$$

Здесь введены обозначения: $\Phi_{q,\gamma,m}(t)$ — зависимость от t на интервале $[t_{q-1}, t_q]$ среднего по области m потока тепловых нейтронов, который равен сумме по i от 1 до I_{th} средних по области многогрупповых потоков; $\gamma_{q,m}(t)$ — зависимость от t на том же интервале отношения средних по области m потоков надтепловых и тепловых нейтронов; средний по области поток надтепловых нейтронов равен сумме по i от $(I_{th} + 1)$ до I средних по области многогрупповых потоков. Верхняя граница в группе с номером I_{th} равна E_{th} — границе области тепловых нейтронов. В качестве E_{th} можно выбрать значение кадмисовой границы 0,5 эВ. Одногрупповые микроскопические константы, которым равны отличные от нуля элементы матрицы $\hat{\Sigma}_m^{(th)}$, получены суммированием по i в числителе и знаменателе формулы (3) от 1 до I_{th} . При получении же отличных от нуля элементов матрицы $\hat{\Sigma}_m^{(res)}$ суммирование в числителе и знаменателе проводится от $(I_{th} + 1)$ до I .

При $E > E_{th}$ будем считать энергетическую зависимость потока нейтронов равной фермиевской, т. е. $\sim E^{-1}$. Пусть источниками нейтронов являются только реакции деления. Тогда для $\gamma_{q,m}(t)$ можно получить следующее выражение:

$$\gamma_{q,m}(t) = \gamma_m(t_{q-1}) \frac{1 - N_{\gamma,m}(q) \sum_{k=1}^K v_{f,k,m}^{(res)} \sigma_{f,k,m}^{(res)}(q) n_{k,m}(t_{q-1})}{1 - N_{\gamma,m}(q) \sum_{k=1}^K v_{f,k,m}^{(res)} \sigma_{f,k,m}^{(res)}(q) n_{k,m}^{(q)}(t)} \cdot \frac{\sum_{k=1}^K v_{f,k,m}^{(th)} \sigma_{f,k,m}^{(th)}(q) n_{k,m}^{(q)}(t)}{\sum_{k=1}^K v_{f,k,m}^{(th)} \sigma_{f,k,m}^{(th)}(q) n_{k,m}(t_{q-1})},$$

где

$$N_{\gamma,m}(q) = \frac{\gamma_{q,m}(t_{q-1})}{\sum_{k=1}^K \left\{ v_{f,k,m}^{(th)} \sigma_{f,k,m}^{(th)}(q) + \gamma_{q,m}(t_{q-1}) v_{f,k,m}^{(res)} \sigma_{f,k,m}^{(res)}(q) \right\} n_{k,m}(t_{q-1})};$$

$\gamma_m(t_{q-1})$ — отношения средних по областям канала потоков надтепловых и тепловых нейтронов; эти отношения могут быть рассчитаны после решения пространственно-многогрупповой задачи с концентрациями ядер на момент времени t_{q-1} ;

$$n_{k,m}(t_{q-1}) = n_{k,m}^{(q-1)}(t_{q-1}) = n_{k,m}^{(q)}(t_{q-1}).$$

Выражение для $\Phi_{q,\gamma,m}(t)$ имеет вид

$$\Phi_{q,\gamma,m}(t) = \frac{P_m^{(q)}(t)}{V_m \sum_{k=1}^K \left\{ \sigma_{f,k,m}^{(th)}(q) + \gamma_{q,m}(t) \sigma_{f,k,m}^{(res)}(q) \right\} n_{k,m}^{(q)}(t)},$$

где $P_m^{(q)}(t)$ — зависимость от t полного числа реакций деления в единицу времени в области m канала на интервале $[t_{q-1}, t_q]$.

Перейдем теперь к α -представлению. В этом представлении предполагается, что основная доля делений приходится на область надтепловых нейтронов. На интервале $[t_{q-1}, t_q]$ перепишем выражение для скорости нейтронно-ядерных реакций в правой части уравнения (2) в виде

$$\Phi_m(t) \hat{\Sigma}_m(t) \vec{n}_m(t) = \Phi_{q,m}(t) \left\{ \alpha_{q,m}(t) \hat{\Sigma}_m^{(db)}(q) + \hat{\Sigma}_m^{(rev)}(q) \right\} \vec{n}_m^{(q)}(t).$$

Здесь $\Phi_{q,m}(t)$ – зависимость от t среднего по области m потока надтепловых нейтронов, $\alpha_{q,m}(t)$ – зависимость от t отношения средних по области m потоков тепловых и надтепловых нейтронов.

Пусть при $E < E_{th}$ энергетическая зависимость потока нейтронов пропорциональна максвелловской, т. е. $\sim E \exp(-E/T)$. Здесь T – температура нейтронного газа. По-прежнему будем считать источниками нейтронов только реакции деления. Если поток тепловых нейтронов при $E = E_{th}$ непрерывно переходит в фермиевское распределение, то можно получить следующее выражение для $\alpha_{q,m}(t)$:

$$\alpha_{q,m}(t) = \alpha_m(t_{q-1}) \frac{1 - N_{\alpha,m}(q) \sum_{k=1}^K v_{f,k,m}^{(db)} \sigma_{f,k,m}^{(db)}(q) n_{k,m}(t_{q-1})}{1 - N_{\alpha,m}(q) \sum_{k=1}^K v_{f,k,m}^{(db)} \sigma_{f,k,m}^{(db)}(q) n_{k,m}^{(q)}(t)} \frac{\sum_{k=1}^K v_{f,k,m}^{(rev)} \sigma_{f,k,m}^{(rev)}(q) n_{k,m}^{(q)}(t)}{\sum_{k=1}^K v_{f,k,m}^{(rev)} \sigma_{f,k,m}^{(rev)}(q) n_{k,m}(t_{q-1})},$$

где

$$N_{\alpha,m}(q) = \frac{\alpha_{q,m}(t_{q-1})}{\sum_{k=1}^K \left\{ \alpha_{q,m}(t_{q-1}) v_{f,k,m}^{(db)} \sigma_{f,k,m}^{(db)}(q) + v_{f,k,m}^{(rev)} \sigma_{f,k,m}^{(rev)}(q) \right\} n_{k,m}(t_{q-1})};$$

$\alpha_m(t_{q-1})$ – отношения средних по областям канала потоков тепловых и надтепловых нейтронов. Эти отношения могут быть определены при решении пространственно-многогрупповой задачи с концентрациями ядер на момент времени t_{q-1} . Для $\Phi_{q,m}(t)$ следует использовать выражение

$$\Phi_{q,m}(t) = \frac{P_m^{(q)}(t)}{V_m \sum_{k=1}^K \left\{ \alpha_{q,m}(t) \sigma_{f,k,m}^{(db)}(q) + \sigma_{f,k,m}^{(rev)}(q) \right\} n_{k,m}^{(q)}(t)}.$$

Далее будем использовать везде только γ -представление и рассматривать интервал $[t_{q-1}, t_q]$. Обобщение на случай использования α -представления во всех каналах или в некоторых из них может быть проведено элементарно. Значения функций $f_m^{(q)}(z_{min}, t)$ вычисляются по формуле

$$f_m^{(q)}(z_{min}, t) = 2 \sum_{m=1}^{m-1} (-1)^{m-1} f_m^{(q)}(t) + (-1)^{m-1} f_1(0, t).$$

Функции $f_1(0, t)$ считаются заданными на входах в каналы.

Концентрации ядер в топливе, которое выходит из бланкета и поступает в петлю переработки, могут быть рассчитаны по формуле

$$f_M^{(q)}(z_{max}, t) = 2 f_M^{(q)}(t) - f_M^{(q)}(z_{min}, t).$$

Здесь M – индекс верхней области канала.

Подчеркнем, что

$$f_M^{(q)}(z_{max}, t) \neq f_1(0, t).$$

Это означает, что состав топлива при движении по внешней петле даже при отсутствии отбора некоторых ядер претерпевает изменения из-за распадов нестабильных ядер. Задача об изменении состава топлива во внешней петле нами не рассматривается.

Решения записанных уравнений должны удовлетворять начальным условиям

$$f_m^{(q)}(t_{q-1}) = f_m^{(q-1)}(t_{q-1}).$$

Уравнение (2) преобразуется к виду

$$\frac{d}{dt} \bar{n}_m^{(q)}(t) = \left[\hat{\Lambda} - 2 \frac{v}{\Delta z_m} \hat{E} \right] \bar{n}_m^{(q)}(t) + 2 \frac{v}{\Delta z_m} \bar{n}_m^{(q)}(z_{\min}, t) + \\ + \frac{P_m^{(q)}(t) \left[\hat{\Sigma}_m^{(sh)}(q) + \gamma_{q,m}(\bar{n}_m^{(q)}(t)) \hat{\Sigma}_m^{(res)}(q) \right]}{V_m \sum_{k=1}^K \left[\sigma_{f,k,m}^{(sh)}(q) + \gamma_{q,m}(\bar{n}_m^{(q)}(t)) \sigma_{f,k,m}^{(res)}(q) \right]} \bar{n}_m^{(q)}(t). \quad (4)$$

Можно получить аналогичное уравнение относительно средних по области m концентраций осколков деления. Его удобно записать в виде

$$\frac{d}{dt} \bar{w}_m^{(q)}(t) = \left[\hat{\Omega} - 2 \frac{v}{\Delta z_m} \hat{E} \right] \bar{w}_m^{(q)}(t) + \Phi_{q,m}(t) \left[\hat{\Xi}_m^{(sh)}(q) + \gamma_{q,m}(t) \hat{\Xi}_m^{(res)}(q) \right] \bar{w}_m^{(q)}(t) + \\ + \bar{w}_m^{(q)}(t) \frac{P_m^{(q)}(t)}{V_m} + 2 \frac{v}{\Delta z_m} \bar{w}_m^{(q)}(z_{\min}, t). \quad (5)$$

Размерность вектора $\bar{w}_m^{(q)}(t)$ равна L , где L – число включенных в рассмотрение ядер-осколков. Компоненты этого вектора $w_{l,m}(t)$ есть искомые средние количества конкретных ядер-осколков из этого списка в единице объема рассматриваемой области m . Здесь $l = 1, 2, 3, \dots, L$.

Компоненты вектора $\bar{u}_m^{(q)}(t)$ есть выходы конкретных осколков на акт деления. Эти выходы усреднены по совокупности рассматриваемых актинидов. Они связаны с компонентами вектора $\bar{n}_m^{(q)}(t)$ выражением

$$u_{l,m}^{(q)}(t) = \frac{\sum_{k=1}^K \left[u_{l,k}^{(sh)} \sigma_{f,k,m}^{(sh)}(q) + \gamma_{q,m}(t) u_{l,k}^{(res)} \sigma_{f,k,m}^{(res)}(q) \right] n_{k,m}^{(q)}(t)}{\sum_{k=1}^K \left[\sigma_{f,k,m}^{(sh)}(q) + \gamma_{q,m}(t) \sigma_{f,k,m}^{(res)}(q) \right] n_{k,m}^{(q)}(t)}.$$

Здесь $u_{l,k}^{(sh)}$ и $u_{l,k}^{(res)}$ есть выходы осколка с номером l на акт деления актинидов с номером k тепловыми или над-тепловыми нейтронами соответственно. Значения $u_{l,k}$ для ряда энергии нейтрона и достаточно полного списка актинидов и осколков приводятся, например, в работе [4].

Элементы $L \times L$ матрицы $\hat{\Omega}$ представляют собой взятые с тем или другим знаком постоянные радиоактивных распадов, которые приводят к гибели одних осколков и образованию других. Элементы $L \times L$ матрицы $\hat{\Xi}$ есть взятые с тем или другим знаком микроскопические односторонние сечения нейтронных процессов, которые приводят к гибели одних осколков и появлению других.

Источниками запаздывающих нейтронов являются ядра некоторых осколков деления. Их называют предшественниками. Вопрос описания источников запаздывающих нейтронов деления особенно важен для движущегося топлива. Часть предшественников до их распада выносятся вместе с топливом за пределы blankets. Поэтому движение ведет [5] к понижению эффективной доли запаздывающих нейтронов по сравнению со случаем неподвижного топлива. По этой причине уменьшение скорости движения топлива вызывает положительный эффект реактивности. Этот эффект должен быть учтен как можно более точно.

Согласно традиционному подходу запаздывающие нейтроны представляются в виде нескольких групп. Чаще всего используют 6 групп. Эти группы отличаются друг от друга периодами полураспада осколков-предшественников и выходами этих осколков на акт реакции деления. Рассмотрим уравнения относительно просуммированных по всем рассматриваемым актинидам концентраций осколков-предшественников этих групп. Для этих функций можно записать следующую систему уравнений:

$$\frac{d}{dt} \bar{N}_m^{(q)}(t) = \bar{v}_{del}(\bar{n}_m^{(q)}(t)) \frac{P_m^{(q)}(t)}{V_m} - \left[\hat{\lambda}_{del}(\bar{n}_m^{(q)}(t)) + 2 \frac{v}{\Delta z_m} \hat{E} \right] \bar{N}_m^{(q)}(t) + 2 \frac{v}{\Delta z_m} \bar{N}_m^{(q)}(z_{\min}, t). \quad (6)$$

Компоненты вектора $\bar{N}_m^{(q)}(t)$ равны искомым концентрациям $N_{d,m}^{(q)}(t)$ предшественников различных групп запаздывающих нейтронов. Здесь $d = 1-6$.

Компоненты 6-мерного вектора $\vec{v}_{d,d}(\vec{n}_m^{(q)}(t))$ равны $v_{f,d}(\vec{n}_m^{(q)}(t))$. Матрица $\hat{\lambda}_{d,d}(\vec{n}_m^{(q)}(t))$ есть 6x6 матрица с элементами $\delta_{d,d'}\lambda_{d'}(\vec{n}_m^{(q)}(t))$, где $\delta_{d,d'}$ — символ Кронекера. Эффективные числа запаздывающих нейтронов группы d на акт деления $v_{f,d}(\vec{n}_m^{(q)}(t))$ и эффективные постоянные распада предшественников этой группы $\lambda_d(\vec{n}_m^{(q)}(t))$ связаны с компонентами вектора $\vec{n}_m^{(q)}(t)$ выражениями

$$v_{f,d}(\vec{n}_m^{(q)}(t)) = \frac{\sum_{k=1}^K [\beta_{d,k}^{(th)} v_{f,k,m}^{(th)} \sigma_{f,k,m}^{(th)}(q) + \gamma_{q,m}(\vec{n}_m^{(q)}(t)) \beta_{d,k}^{(res)} v_{f,k,m}^{(res)} \sigma_{f,k,m}^{(res)}(q)] n_{k,m}^{(q)}(t)}{\sum_{k=1}^K [\sigma_{f,k,m}^{(th)}(q) + \gamma_{q,m}(\vec{n}_m^{(q)}(t)) n_{k,m}^{(q)}(t)]};$$

$$\lambda_d(\vec{n}_m^{(q)}(t)) \approx \frac{\sum_{k=1}^K [\beta_{d,k}^{(th)} v_{f,k,m}^{(th)} \sigma_{f,k,m}^{(th)}(q) + \gamma_{q,m}(\vec{n}_m^{(q)}(t)) \beta_{d,k}^{(res)} v_{f,k,m}^{(res)} \sigma_{f,k,m}^{(res)}(q)] n_{k,m}^{(q)}(t)}{\sum_{k=1}^K [\sigma_{f,k,m}^{(th)}(q) + \gamma_{q,m}(\vec{n}_m^{(q)}(t)) n_{k,m}^{(q)}(t)]}.$$

Здесь $\beta_{d,k}^{(th)}$ и $\beta_{d,k}^{(res)}$ — доли запаздывающих нейтронов группы d от полного числа нейтронов на акт деления ядра с индексом k тепловыми или надтепловыми нейтронами соответственно; $\lambda_{d,k}$ — постоянные распада соответствующих осколков-предшественников. При получении выражения для $\lambda_d(\vec{n}_m^{(q)}(t))$ нами использованы для концентраций осколков-предшественников, которые образуются при делении ядра с индексом k , равновесные концентрации в неподвижном топливе. Оправданием такому приближению является относительная близость [5] значений $\lambda_{d,k}$ при фиксированном d для различных k . Из-за введения функций $v_{f,d}(\vec{n}_m^{(q)}(t))$ и $\lambda_d(\vec{n}_m^{(q)}(t))$ число рассматриваемых нами уравнений для предшественников запаздывающих нейтронов для каждого m в K раз меньше, чем в работе [3].

При использовании данных по выходам осколков из работы [4] необходимо из выходов эффективных стабильных легкого и тяжелого осколков-шлаков для конкретного актинида вычесть значения выходов предшественников запаздывающих нейтронов на акт деления этого ядра. Перед этим надо установить: к легкому или тяжелому эффективному осколку принадлежит продукт распада того или иного осколка-предшественника. Согласно приведенным в работе [5] данным можно принять, что распад предшественников 1-й и 6-й групп ведет к образованию легких стабильных осколков-шлаков с массовыми числами менее 116. Распад осколков-предшественников остальных групп приводит к образованию тяжелых стабильных осколков-шлаков, массовые числа которых больше 116. Поэтому при рассмотрении уравнений (5) из среднего по всем рассматриваемым актинидам выхода эффективного стабильного легкого осколка-шлака необходимо вычесть сумму значений $v_{f,d}(\vec{n}_m^{(q)}(t))$ для $d=1$ и $d=6$. В правую часть уравнения относительно концентрации эффективного стабильного легкого осколка-шлака из системы уравнений (5) надо прибавить сумму произведений $\lambda_d(\vec{n}_m^{(q)}(t)) N_{d,m}^{(q)}(t)$ для тех же d . Аналогично из среднего по актинидам выхода эффективного стабильного тяжелого осколка-шлака необходимо вычесть сумму $v_{f,d}(\vec{n}_m^{(q)}(t))$ от $d=2$ до $d=5$. В правую часть соответствующего уравнения системы уравнений (5) надо добавить сумму от $\lambda_d(\vec{n}_m^{(q)}(t)) N_{d,m}^{(q)}(t)$ по тем же d .

Если в составе движущегося топлива присутствуют фториды или хлориды лития, то в топливных каналах происходит образование ядер ^3T . Источниками ^3T являются реакции $^6\text{Li}(n; \alpha)^3\text{T}$ и $^7\text{Li}(n; n'\alpha)^3\text{T}$. Кроме того, образование ^3T возможно в тройных делениях актинидов. Обозначим зависимость среднего по области m канала количества ядер ^3T в единице объема от t как $n_{T,m}^{(q)}(t)$. Если пренебречь образованием ^3T в тройных делениях и реакциями взаимодействия с ним нейтронов, то в движущемся аксиально топливе эта функция должна удовлетворять уравнению

$$\frac{d}{dt} n_{T,m}^{(q)}(t) = \left[\sigma_{T,\text{Li}6,m}^{(th)}(q) n_{\text{Li}6,m}^{(q)}(t) + \sigma_{T,\text{Li}7,m}^{(th)}(q) n_{\text{Li}7,m}^{(q)}(t) + \sigma_{T,\text{He}3,m}^{(th)}(q) n_{\text{He}3,m}^{(q)}(t) \right] +$$

$$+ \gamma_{q,m}(t) \left[\sigma_{T,\text{Li}6,m}^{(res)}(q) n_{\text{Li}6,m}^{(q)}(t) + \sigma_{T,\text{Li}7,m}^{(res)}(q) n_{\text{Li}7,m}^{(q)}(t) + \sigma_{T,\text{He}3,m}^{(res)}(q) n_{\text{He}3,m}^{(q)}(t) \right] \Phi_{q,T,m}(t) -$$

$$- \left[\lambda_T + 2 \frac{v}{\Delta z_m} \right] n_{T,m}^{(q)}(t) + 2 \frac{v}{\Delta z_m} n_{T,m}^{(q)}(z_{\text{mm}}, t).$$

Здесь $\sigma_{T, Li6}$ и $\sigma_{T, Li7}$ — сечения выше названных реакций образования 3T . Функции $n_{Li6,m}^{(q)}(t)$ и $n_{Li7,m}^{(q)}(t)$ описывают зависимости от t средних по области канала количеств ядер 6Li и 7Li в единице объема. Величина $\sigma_{T, He3}$ есть сечение образования трития за счет реакции ${}^3He(n; p){}^3T$, $\lambda_T = 1,788 \cdot 10^{-9} c^{-1}$ есть постоянная β -распада 3T ($T_{1/2} = 12,33$ года [6]). Функция $n_{He3,m}^{(q)}(t)$ описывает зависимость от t среднего количества ядер 3He в единице объема области m канала.

Зависимость от времени средней концентрации ядер 3He удовлетворяет уравнению

$$\frac{d}{dt} n_{He3,m}^{(q)}(t) = \lambda_T n_T^{(q)}(t) - \left[\left\{ \sigma_{T, He3,m}^{(th)}(q) + \gamma_{q,m}(t) \sigma_{T, He3,m}^{(res)}(q) \right\} \Phi_{q,T,m}(t) + 2 \frac{v}{\Delta z_m} \right] n_{He3,m}^{(q)}(t) + 2 \frac{v}{\Delta z_m} n_{He3,m}^{(q)}(z_{min}, t).$$

Мы пренебрегли реакциями (n, γ) , $(n, 2n)$ и (n, D) на 3He .

Функция $n_{He4,m}^{(q)}(t)$ описывает зависимость от t среднего по области канала количества ядер 4He в единице объема. Она является решением уравнения

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} n_{He4,m}^{(q)}(t) = & \left[\left\{ \left(\sigma_{T, Li6,m}^{(th)}(q) + \sigma_{D, Li6,m}^{(th)}(q) \right) + \gamma_{q,m}(t) \left(\sigma_{T, Li6,m}^{(res)}(q) + \sigma_{D, Li6,m}^{(res)}(q) \right) \right\} n_{Li6,m}^{(q)}(t) + \right. \\ & + \left. \left\{ \sigma_{T, Li7,m}^{(th)}(q) + \gamma_{q,m}(t) \sigma_{T, Li7,m}^{(res)}(q) \right\} n_{Li7,m}^{(q)}(t) \right] \Phi_{q,T,m}(t) - \\ & - 2 \frac{v}{\Delta z_m} n_{He4,m}^{(q)}(t) + 2 \frac{v}{\Delta z_m} n_{He4,m}^{(q)}(z_{min}, t). \end{aligned}$$

Здесь $\sigma_{D, Li6}$ есть сечение образования ядер 2D в результате реакции ${}^6Li(n, n'; \alpha){}^2D$. Мы пренебрегли реакцией (n, p) на 4He .

Будем считать, что основной причиной гибели 6Li и 7Li являются реакции образования трития и дейтерия. Тогда для функций $n_{Li6,m}^{(q)}(t)$ и $n_{Li7,m}^{(q)}(t)$ можно записать уравнения:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} n_{Li6,m}^{(q)}(t) = & - \left[\left\{ \left(\sigma_{T, Li6,m}^{(th)}(q) + \sigma_{D, Li6,m}^{(th)}(q) \right) + \gamma_{q,m}(t) \left(\sigma_{T, Li6,m}^{(res)}(q) + \sigma_{D, Li6,m}^{(res)}(q) \right) \right\} \Phi_{q,T,m}(t) + 2 \frac{v}{\Delta z_m} \right] n_{Li6,m}^{(q)}(t) + \\ & + 2 \frac{v}{\Delta z_m} n_{Li6,m}^{(q)}(z_{min}, t); \\ \frac{d}{dt} n_{Li7,m}^{(q)}(t) = & - \left[\left\{ \sigma_{T, Li7,m}^{(th)}(q) + \gamma_{q,m}(t) \sigma_{T, Li7,m}^{(res)}(q) \right\} \Phi_{q,T,m}(t) + 2 \frac{v}{\Delta z_m} \right] n_{Li7,m}^{(q)}(t) + 2 \frac{v}{\Delta z_m} n_{Li7,m}^{(q)}(z_{min}, t). \end{aligned}$$

Средние по области канала концентрации ядер водорода и дейтерия удовлетворяют уравнениям:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} n_{H,m}^{(q)}(t) = & \left[\left\{ \sigma_{T, He3,m}^{(th)}(q) n_{He3,m}^{(q)}(t) + \sigma_{H, D,m}^{(th)}(q) n_{D,m}^{(q)}(t) \right\} + \gamma_{q,m}(t) \left\{ \sigma_{T, He3,m}^{(res)}(q) n_{He3,m}^{(q)}(t) + \sigma_{H, D,m}^{(res)}(q) n_{D,m}^{(q)}(t) \right\} \right] \Phi_{q,T,m}(t) - \\ & - \left[\left\{ \sigma_{D, H,m}^{(th)}(q) + \gamma_{q,m}(t) \sigma_{D, H,m}^{(res)}(q) \right\} \Phi_{q,T,m}(t) + 2 \frac{v}{\Delta z_m} \right] n_{H,m}^{(q)}(t) + 2 \frac{v}{\Delta z_m} n_{H,m}^{(q)}(z_{min}, t). \\ \frac{d}{dt} n_{D,m}^{(q)}(t) = & \left[\left\{ \sigma_{D, Li6,m}^{(th)}(q) n_{Li6,m}^{(q)}(t) + \sigma_{D, H,m}^{(th)}(q) n_{H,m}^{(q)}(t) \right\} + \gamma_{q,m}(t) \left\{ \sigma_{D, Li6,m}^{(res)}(q) n_{Li6,m}^{(q)}(t) + \sigma_{D, H,m}^{(res)}(q) n_{H,m}^{(q)}(t) \right\} \right] \Phi_{q,T,m}(t) - \\ & - \left[\left\{ \sigma_{H, D,m}^{(th)}(q) + \gamma_{q,m}(t) \sigma_{H, D,m}^{(res)}(q) \right\} \Phi(t) + 2 \frac{v}{\Delta z_m} \right] n_{D,m}^{(q)}(t) + 2 \frac{v}{\Delta z_m} n_{D,m}^{(q)}(z_{min}, t). \end{aligned}$$

Здесь $\sigma_{H, D}$ и $\sigma_{D, H}$ — сечения образования 1H и 2D в реакциях ${}^2D(n, 2n){}^1H$ и ${}^1H(n, \gamma){}^2D$ соответственно.

Под упоминаемой выше пространственно-многогрупповой задачей понимаем задачу определения многогрупповых потоков путем решения стационарного многогруппового уравнения переноса нейтронов при известных концентрациях ядер в каждой из областей рассматриваемой установки. Это может быть задача с заданным центральным источником или задача определения k_{eff} . Из-за изменений составов в областях каналов могут произойти изменения сечений разбавления. Поэтому перед решением пространственно-многогрупповой задачи необходимо

проверить это и при необходимости подправить микроскопические многогрупповые константы соответствующих ядер в области энергии резонансных нейтронов. Необходимо учесть изменения температуры топлива в областях топливных каналов по сравнению с предыдущим интервалом по времени. Пусть решение пространственно-многогрупповой задачи проводится для концентраций ядер, которые соответствуют моменту времени t_q и $q > 1$. Как уже говорилось выше, аксиальное движение топлива ведет к понижению эффективной доли запаздывающих нейтронов для системы в целом. Поэтому при решении пространственно-многогрупповой задачи необходимо использовать в каждой области каждого канала эффективное число запаздывающих нейтронов $\bar{V}_{j,del,m}(q)$, которое передавало бы влияние движения топлива. В соответствии с уравнением (6) предлагаем вычислять это единое для всех энергетических групп и ядер актинидов число по формуле

$$\bar{V}_{j,del,m}(q) \approx \frac{V_m \left\{ \sum_{d=1}^6 \left[\lambda_d(\bar{n}_m^{(q)}(t_q)) + 2 \frac{v}{\Delta z_m} \right] N_{d,m}^{(q)}(t_q) - 2 \frac{v}{\Delta z_m} N_{d,m}^{(q)}(z_{min}, t_q) \right\}}{P_m^{(q)}(t_q)}.$$

Это эквивалентно предположению, что $N_{d,m}^{(q)}(t_q)$ есть равновесные концентрации в движущемся топливе. При решении пространственно-многогрупповой задачи с концентрациями компонентов топлива на момент времени $t = 0$ следует использовать числа запаздывающих нейтронов из привлекаемой для расчетов системы многогрупповых констант.

Решения всех записанных уравнений зависят от $P_m^{(q)}(t)$. Для возможности проведения самосогласованного расчета необходимо получить уравнения относительно этих функций. Поступим для этого так же, как и в работе [7], где рассматривалось неподвижное топливо. Для определения многогрупповых потоков $\Phi_i(\bar{r}, \bar{\Omega}, t)$ в системе используем многогрупповую функцию Грина $H_{m,i}(\bar{r}, \bar{r}', \bar{\Omega}, \bar{\Omega}', t, t')$ [8]. Эта функция удовлетворяет тому же уравнению, что и $\Phi_i(\bar{r}, \bar{\Omega}, t)$, но в нем сумма источников мгновенных нейтронов деления, запаздывающих нейтронов деления и нейтронов электроядерного источника заменена произведением $\delta(\bar{r} - \bar{r}')\delta(\bar{\Omega} - \bar{\Omega}')\delta(t - t')\delta_{i,j}$. Здесь $\bar{\Omega}$ — единичный вектор направления перемещения нейтрона; $\delta(x)$ — дельта-функция векторного или скалярного аргумента. На внешней границе системы и на границах раздела областей с различающимися свойствами функция Грина должна удовлетворять по угловой переменной $\bar{\Omega}$ тем же условиям, что и искомые многогрупповые потоки $\Phi_i(\bar{r}, \bar{\Omega}, t)$. Кроме того, функция Грина должна обращаться в нуль при $t \leq t'$.

Будем считать, что все источники нейтронов изотропны, сторонний источник нейтронов является точечным и расположен в начале координат, а потоки нейтронов и концентрации предшественников запаздывающих нейтронов в момент времени $t = t_0 = 0$ равны нулю (первоначальный физпуск или физпуск после длительной выдержки). Как и в работе [3], будем пренебрегать различиями между спектрами мгновенных нейтронов деления для разных актинидов. В качестве этого спектра можно использовать некоторый эффективный спектр $\xi_i^{(\bar{p})}$, который получен усреднением по начальному составу топлива. Число мгновенных нейтронов на акт деления существенно больше числа запаздывающих нейтронов. По этой причине можно использовать спектр $\xi_i^{(\bar{p})}$ и в источнике запаздывающих нейтронов. Будем считать, что в пределах областей топливных каналов микроскопические одогрупповые константы отдельных ядер для тепловых и надтепловых нейтронов не зависят от $\bar{r}$. Их значения в области с номером m помечаем индексом m . Далее будем полагать, что в пределах каждой области на интервале $[t_{q-1}, t_q]$ эти же константы не зависят и от t и им будет приписан аргумент q . Способ расчета этих констант был указан выше. Индексом q будем пометать все функции времени на указанном интервале.

Тогда для функций $P_m^{(q)}(t)$ можно получить следующую систему интегральных уравнений:

$$P_m^{(q)}(t) = F_m^{(q)}(t) + \sum_{m'=1}^I \int_{t_{q-1}}^t \left\{ v_{j,m'} N_{m'}^{(q)}(t') P_{m'}^{(q)}(t') + V_{m'} \sum_{d=1}^6 \lambda_d(\bar{n}_{m'}^{(q)}(t')) N_{d,m'}^{(q)}(t') \right\} g_{m,m'}^{(j,q)}(t - t') dt' + s_m^{(q)}(t), \quad (7)$$

где

$$v_{f,p}(\bar{n}_m^{(q)}(t)) = \frac{\sum_{k=1}^K [v_{f,p,k,m}^{(sh)} \sigma_{f,k,m}^{(sh)}(q) + \gamma_{q,m}(\bar{n}_m^{(q)}(t)) v_{f,p,k,m}^{(res)} \sigma_{f,k,m}^{(res)}(q)] n_{k,m}^{(q)}(t)}{\sum_{k=1}^K [\sigma_{f,k,m}^{(sh)}(q) + \gamma_{q,m}(\bar{n}_m^{(q)}(t)) \sigma_{f,k,m}^{(res)}(q)] n_{k,m}^{(q)}(t)}$$

есть одногрупповое число мгновенных нейтронов на акт деления для рассматриваемой смеси актинов;

$$s_m^{(q)}(t) = \int_{t_{q-1}}^t s(t') g_m^{(s,q)}(t-t') dt';$$

$$F_m^{(q)}(t) = \sum_{q'=1}^{q-1} \left[\sum_{m'=1}^{l_{q'}} \int_{t_{q'-1}}^{t_{q'}} \left\{ v_{f,p}(\bar{n}_{m'}^{(q')}(t')) p_{m'}^{(q')}(t') + V_{m'} \sum_{d=1}^6 \lambda_d(\bar{n}_{m'}^{(q')}(t')) N_{d,m'}^{(q')}(t') \right\} g_{m,m'}^{(f,q')}(t-t') dt' \right] + S_m^{(q)}(t),$$

$$S_m^{(q')}(t) = \int_{t_{q'-1}}^{t_{q'}} s(t') g_m^{(s,q')}(t-t') dt'.$$

так что

$$F_m^{(q)}(t_{q-1}) = p_m^{(q)}(t_{q-1}) = p_m^{(q-1)}(t_{q-1}).$$

Кроме того, в (7) использованы обозначения:

$$g_{m,m'}^{(f,q)}(\tau) = \frac{1}{4\pi V_{m'}} \sum_{i=1}^I \sum_{j=1}^J \sum_{k=1}^K \xi_{i,j}^{(f,p)} \sigma_{i,j,k} n_{k,m}^{(q-1)}(t_{q-1}) \int_0^{4\pi} d\bar{\Omega} \int_0^{4\pi} d\bar{\Omega}' \int_{V_{m'}} d\bar{r} \int_{V_{m'}} d\bar{r}' H_{i,j}^{(q)}(\bar{r}, \bar{r}', \bar{\Omega}, \bar{\Omega}', \tau) d\bar{r};$$

$$g_{m,m'}^{(s,q)}(\tau) = \frac{1}{4\pi} \sum_{i=1}^I \sum_{j=1}^J \sum_{k=1}^K \xi_{i,j}^{(s)} \sigma_{i,j,k} n_{k,m}^{(q-1)}(t_{q-1}) \int_0^{4\pi} d\bar{\Omega} \int_0^{4\pi} d\bar{\Omega}' \int_{V_m} d\bar{r} H_{i,j}^{(q)}(\bar{r}, 0, \bar{\Omega}, \bar{\Omega}', \tau) d\bar{r}.$$

Здесь $\xi_j^{(s)}$ есть заданный спектр нейтронов источника. Индекс q у функции Грина означает, что она соответствует концентрациям ядер в топливных каналах на момент времени t_{q-1} . При записи было учтено, что при независимости макроскопических констант от времени функция Грина зависит не от t и t' по отдельности, а от $\tau = (t - t')$ [8].

По физическому смыслу $g_{m,m'}^{(f,q)}(\tau)$ есть число делений в области m в момент времени τ на один генерированный в области m' при $\tau = 0$ нейтрон деления. Функция $g_{m,m'}^{(s,q)}(\tau)$ есть число делений в области m в момент времени τ на один испущенный в начале координат в нулевой момент времени нейтрон источника. Для краткости назовем эти функции функциями влияния.

Остановимся теперь на важном вопросе аппроксимации зависимостей функций влияния от τ . В работе [7] предложено вычислять эти зависимости методом Монте-Карло, а далее аппроксимировать их разложением в ряды по $\exp[-\varepsilon_{m,m',j}^{(f,q)} \tau]$ или $\exp[-\varepsilon_{m,j}^{(s,q)} \tau]$ соответственно. Здесь l есть индекс номера слагаемого конкретного ряда.

Коэффициенты перед экспонентами и значения $\varepsilon_{m,m',j}^{(f,q)}$ или $\varepsilon_{m,j}^{(s,q)}$ в названной работе предложено определять так, чтобы сохранялись найденные методом Монте-Карло интегралы от $g_{m,m'}^{(f,q)}(\tau)$ и $g_m^{(s,q)}(\tau)$ (или нормировки), выполнялись равенства $g_{m,m'}^{(f,q)}(0) = g_m^{(s,q)}(0) = 0$ и сохранялось требуемое число моментов каждой функции, начиная с первого. При расчетах методом Монте-Карло для фиксированного m' не регистрируются истории, которые заканчиваются или вылетом нейтрона из системы, или захватом с образованием γ -квантов или заряженных частиц. Нейтрон изменяет свою энергию только при рассеянии или в реакции ($1n$, $2n$). Акт деления в любой из областей m (в том числе и в области с индексом m') завершает регистрируемую историю. При моделировании подсчитывается время перемещения нейтрона от момента генерации до момента гибели в реакции деления.

Мы предлагаем иную аппроксимацию зависимостей функций влияния от τ . Умножим ряды по экспонентам из работы [7] на τ . Это приводит к автоматическому выполнению равенств $g_{m,m'}^{(f,q)}(0) = g_m^{(s,q)}(0) = 0$. После этого необходимо определить только показатели экспонент. Если ограничиться простейшим случаем сохранения лишь нормировок, первых моментов распределений и указанных равенств, то для функции $g_{m,m'}^{(f,q)}(\tau)$, например, можно записать

$$g_{m,m'}^{(f,q)}(\tau) = \frac{g_{m,m'}^{(f,q)}}{[\tau_{m,m'}^{(f,q)}(1)]^2} \tau \exp \left[-\frac{\tau}{\tau_{m,m'}^{(f,q)}(1)} \right]. \quad (8)$$

Здесь $g_{m,m'}^{(f,q)}$ – рассчитанное методом Монте-Карло полное число делений в области m за время τ от 0 до ∞ на один генерированный в области m' в момент времени $\tau = 0$ нейтрон деления; $\tau_{m,m'}^{(f,q)}(1) = 0,5 \cdot l_{m,m'}^{(f,q)}(1)$, где $l_{m,m'}^{(f,q)}(1)$ – рассчитанное методом Монте-Карло отношение первого момента на том же интервале значений τ к $g_{m,m'}^{(f,q)}$. По физическому смыслу величина $l_{m,m'}^{(f,q)}(1)$ есть время жизни генерированного в области m' и вызвавшего деление в области m нейтрона деления. Максимум представленной функции лежит в точке $\tau_{\text{extr}} = 0,5 \cdot l_{m,m'}^{(f,q)}(1)$. Предложенная в [7] аппроксимация при выполнении равенств $g_{m,m'}^{(f,q)}(0) = g_m^{(f,q)}(0) = 0$ не может содержать менее двух слагаемых.

В следующем приближении сохраняются нормировка, первый и второй моменты и выполняется равенство $g_{m,m'}^{(f,q)}(0) = 0$. Для той же функции имеем выражение

$$g_{m,m'}^{(f,q)}(\tau) = \frac{g_{m,m'}^{(f,q)}}{2} \tau \sum_{x=1}^2 [\tau_{m,m'}^{(f,q)}(x)]^{-2} \exp \left[-\frac{\tau}{\tau_{m,m'}^{(f,q)}(x)} \right].$$

Здесь $\tau_{m,m'}^{(f,q)}(x)$ могут быть вычислены по формуле

$$\tau_{m,m'}^{(f,q)}(x) = \frac{l_{m,m'}^{(f,q)}(1) + (-1)^x \sqrt{2l_{m,m'}^{(f,q)}(2)/3 - [l_{m,m'}^{(f,q)}(1)]^2}}{2},$$

где $l_{m,m'}^{(f,q)}(2)$ – рассчитанное методом Монте-Карло отношение второго момента на интервале значений τ к $g_{m,m'}^{(f,q)}$. Максимум этого представления лежит в интервале $[\tau_{m,m'}^{(f,q)}(1), \tau_{m,m'}^{(f,q)}(2)]$, т. е. приближенно в точке $0,5 \cdot l_{m,m'}^{(f,q)}(1)$.

Как видим, должны выполняться неравенства

$$[l_{m,m'}^{(f,q)}(1)]^2 > l_{m,m'}^{(f,q)}(2)/3 \geq [l_{m,m'}^{(f,q)}(1)]^2 / 2. \quad (9)$$

Можно показать, что первый и второй моменты $\langle \tau \rangle$ и $\langle \tau^2 \rangle$ нормированного на единицу произвольного и не равного $\delta(\tau - \tau_0)$ распределения $f(\tau)$ удовлетворяют этим неравенствам. Поэтому неравенства (9) можно использовать для проверки корректности проведенных методом Монте-Карло расчетов.

К сокращению объема вычислений при расчетах функций влияния может приводить учет симметрии blankets. При наличии симметрии достаточно рассматривать не весь blanket, а лишь один его сектор с известным угловым раствором. В этом случае при расчетах функций влияния методом Монте-Карло (и при решении пространственно-многогрупповой задачи) гибель нейтрона из-за утечки имеет место только при пересечении нейтроном торцевых и внешней поверхностей сектора. Если нейтрон вылетает из сектора через какую-то точку боковой поверхности под определенным углом к ней, то такой же нейтрон должен быть введен в сектор через симметричную точку противоположной боковой поверхности по тому же направлению. Симметрию blankets можно установить лишь при знании конкретной схемы размещения топливных каналов и каналов органов регулирования. К сказанному добавим, что можно отказаться от пересчета функций влияния до заметных изменений симметрии blankets.

2. Способы численного решения уравнений кинетики

Уравнения (4), (6) и (7) составляют систему уравнений. Концентрации осколков и легких ядер можно определить лишь после решения этой системы. Рассмотрим два способа решения.

Первый способ основан на приеме, который использовался для неподвижного топлива в работе [7]. Этот прием основан на применении предложенной в этой работе аппроксимации зависимостей от τ функций влияния

$g_{m,m'}^{(f_q)}(\tau)$. Это позволяет осуществить переход от интегральных уравнений относительно $P_m^{(q)}(t)$ к дифференциальным уравнениям первого порядка с начальными условиями относительно вспомогательных функций. Для простейшей аппроксимации $g_{m,m'}^{(f_q)}(\tau)$ из работы [7] число вспомогательных функций для каждой пары (m, m') равно 4. Такой же прием возможен и при использовании предложенной нами модификации аппроксимирующих функций. Ограничимся использованием простейшей зависимости (8). В этом случае число вспомогательных функций равно 2 для каждой пары (m, m') . Эти функции отличаются от вспомогательных функций из работ [3, 7].

Для $P_m^{(q)}(t)$ можно записать выражение

$$P_m^{(q)}(t) = F_m^{(q)}(t) + \sum_{m'} W_{m,m'}^{(q,1)}(t) + S_m^{(q)}(t), \quad (10)$$

где

$$F_m^{(q)}(t) = \sum_{q'=1}^{q-1} \left\{ \sum_{m'} \left[(t-t_{q'}) W_{m,m'}^{(q',2)}(t_{q'}) + \left[1 + \frac{t-t_{q'}}{\tau_{m,m'}^{(f_q)}(1)} \right] W_{m,m'}^{(q',1)}(t_{q'}) \right] \exp \left[-\frac{t-t_{q'}}{\tau_{m,m'}^{(f_q)}(1)} \right] + S_m^{(q')}(t) \right\}.$$

Функции $W_{m,m'}^{(q,q')}(t)$ при $t = t_{q-1}$ равны нулю и удовлетворяют следующим уравнениям:

$$\frac{d}{dt} W_{m,m'}^{(q,1)}(t) = W_{m,m'}^{(q,2)}(t); \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} W_{m,m'}^{(q,2)}(t) = & -\frac{1}{\tau_{m,m'}^{(f_q)}(1)} \left[2W_{m,m'}^{(q,2)}(t) + \frac{1}{\tau_{m,m'}^{(f_q)}(1)} W_{m,m'}^{(q,1)}(t) \right] + \\ & + \frac{g_{m,m'}^{(f,q)}}{[\tau_{m,m'}^{(f_q)}(1)]^2} \left\{ v_{f,p}(\bar{n}_{m'}^{(q)}(t)) \left[F_{m'}^{(q)}(t) + \sum_{m''} W_{m',m''}^{(q,1)}(t) + S_{m'}^{(q)}(t) \right] + V_{m'} \sum_{d=1}^6 \lambda_d(\bar{n}_{m'}^{(q)}(t)) N_{d,m'}^{(q)}(t) \right\}. \end{aligned} \quad (12)$$

В уравнениях (4) и (6) функцию $P_m^{(q)}(t)$ необходимо заменить выражением (10). После этого система уравнений (4), (6), (11) и (12) может быть решена каким-либо шаговым методом, например, методом Рунге-Кутты [9] с постоянным шагом δt_q . Это достаточно громоздкая задача, так как одновременно решаются уравнения (4), (6) для всех m во всех каналах и уравнения (11), (12) для всех пар (m, m') . Мы предлагаем иной способ решения системы уравнений (4), (6), (7).

Введем определение $t_{q,j} = t_{q-1} + j\delta t_q$, где $j = 1, 2, \dots, J(q)$, $J(q) = (t_q - t_{q-1})/\delta t_q$. Интеграл в уравнении (7) при $t = t_{q,j}$ заменим суммой по формуле численного интегрирования. Вид этой суммы зависит от четности или нечетности j . Пусть j является нечетным числом. Выделим первый подынтервал $[t_{q,1}, t_{q,1}]$. Оставшийся интервал $[t_{q,1}, t_{q,j}]$ разбивается на трехточечные подынтервалы $[t_{q,1}, t_{q,3}]$, $[t_{q,3}, t_{q,5}]$, ..., $[t_{q,j-2}, t_{q,j}]$. В первом подынтервале вводится дополнительная точка $t_{q,1/2}$. После этого на каждом из трехточечных подынтервалов используется формула Симпсона [9] численного интегрирования. Пусть j является четным числом. Формула Симпсона применяется на каждом из трехточечных подынтервалов $[t_{q,1}, t_{q,2}]$, $[t_{q,2}, t_{q,4}]$, ..., $[t_{q,j-2}, t_{q,j}]$. При такой замене интеграла суммой принимаются во внимание равенства нулю функций влияния $g_{m,m'}^{(f_q)}(\tau)$ при $\tau = 0$.

При j нечетном вместо (7) можно записать следующую формулу для вычисления $P_{m,j}^{(q)} = P_m^{(q)}(t_{q,j})$:

$$\begin{aligned} P_{m,j}^{(q)} = & F_{m,j}^{(q)} + \frac{\delta t_q}{3} \sum_{m'} \left[0,5 F_{m,m'}^{(q)}(j,0) + 2 F_{m,m'}^{(q)}(j,1/2) + 1,5 F_{m,m'}^{(q)}(j,1) + 4 F_{m,m'}^{(q)}(j,2) + \right. \\ & \left. + 2 F_{m,m'}^{(q)}(j,3) + \dots + 2 F_{m,m'}^{(q)}(j,j-2) + 4 F_{m,m'}^{(q)}(j,j-1) \right] + S_{m,j}^{(q)}. \end{aligned} \quad (13)$$

При j четном формула для расчетов $P_{m,j}^{(q)}$ будет иметь вид

$$P_{m,j}^{(q)} = F_{m,j}^{(q)} + \frac{\delta t_q}{3} \sum_{m'} \left[F_{m,m'}^{(q)}(j,0) + 4 F_{m,m'}^{(q)}(j,1) + 2 F_{m,m'}^{(q)}(j,2) + \right.$$

$$+4F_{m,m'}^{(q)}(j,3)+\dots+2F_{m,m'}^{(q)}(j,j-2)+4F_{m,m'}^{(q)}(j,j-1)+S_{m,j}^{(q)}. \quad (14)$$

В этих формулах использовано обозначение

$$F_{m,m'}^{(q)}(j,j')=g_{m,m'}^{(j,q)}([j-j']\delta t_q)\left[v_{f,p,m'}^{(q)}(j')P_{m',j'}^{(q)}+V_{m'}\sum_{d=1}^6\lambda_{d,m'}^{(q)}(j')N_{d,m',j'}^{(q)}\right].$$

При $q=1$ все $F_{m,m'}^{(q)}(j,0)=0$, так как при $q=1$ и $t=0$ по условиям задачи равны нулю искомые $P_{m'}^{(q)}(t)$ и $N_{d,m'}^{(q)}(t)$.

Будем считать, что все $J(q)$ четные числа. Тогда для расчетов $F_{m,j}^{(q)}$ можно использовать формулу

$$F_{m,j}^{(q)}=\sum_{q'=1}^{q-1}\left[\frac{\delta t_{q'}}{3}\left\{G_m^{(q,q')}(j,0)+4G_m^{(q,q')}(j,1)+2G_m^{(q,q')}(j,2)+4G_m^{(q,q')}(j,3)+\dots\right.\right. \\ \left.\left.+\dots+2G_m^{(q,q')}(j,J(q')-2)+4G_m^{(q,q')}(j,J(q')-1)+G_m^{(q,q')}(j,J(q'))\right\}+S_{m,j}^{(q')}\right],$$

где

$$G_m^{(q,q')}(j,j')=\sum_{m'}g_{m,m'}^{(j,q')}(t_{q,j}-t_{q',j'})\left\{v_{f,p,m'}^{(q')}(j')P_{m',j'}^{(q')}+V_{m'}\sum_{d=1}^6\lambda_{d,m'}^{(q')}(j')N_{d,m',j'}^{(q')}\right\}.$$

При $q'=1$ все $G_m^{(q,1)}(j,0)=0$ и все $G_m^{(q,q-1)}(0,J(q-1))=0$.

Для расчетов $F_{m,m'}^{(q)}(j,1/2)$ в формуле (13) можно использовать значения $P_{m,1/2}^{(q)}$, $n_{k,m,1/2}^{(q)}$ и $N_{d,m,1/2}^{(q)}$, которые найдены путем решения системы уравнений (4), (6), (11) и (12) с учетом равенства (10) каким-либо шаговым методом с шагом $\delta t_q/2$. Предлагаемая дальнейшая процедура расчета при целых j неизвестных $P_{m,j}^{(q)}$, $n_{k,m,j}^{(q)}$ и $N_{d,m,j}^{(q)}$ выглядит следующим образом. По формуле (13) вычисляем все $P_{m,1}^{(q)}$, путем решения системы уравнений (4) каким-либо шаговым методом с шагом δt_q определяем все $n_{k,m,1}^{(q)}$, а затем и $N_{d,m,1}^{(q)}$. Далее по формуле (14) определяем все $P_{m,2}^{(q)}$, а потом все $n_{k,m,2}^{(q)}$ и $N_{d,m,2}^{(q)}$ и т. д. Таким способом можно определить все искомые величины в точке t_q . Необходимо подчеркнуть, что после вычисления всех $P_{m,j}^{(q)}$ дальнейшие вычисления при том же j значений $n_{k,m,j}^{(q)}$, а затем $N_{d,m,j}^{(q)}$ можно проводить параллельно в каждом из каналов.

Значения $N_{d,m,j}^{(q)}$ предлагаем вычислять по аналитической формуле. Эту формулу можно получить из уравнений (6). Она имеет следующий общий вид:

$$f_{m,j}^{(q)}=\exp\left[+\int_{t_{q-1}}^{t_{q,j}}\bar{\Omega}_m^{(q)}(t')dt'\right]\left\{f_{m,j}^{(q-1)}(t_{q-1})+\int_{t_{q-1}}^{t_{q,j}}\bar{F}_m^{(q)}(t')\exp\left[-\int_{t_{q-1}}^{t'}\bar{\Omega}_m^{(q)}(t'')dt''\right]dt'\right\}. \quad (15)$$

При фиксированных q , d и j расчеты $N_{d,m,j}^{(q)}$ в каждом канале следует начинать с $m=1$ и при этом использовать выражения:

$$\bar{\Omega}_{d,m}^{(q)}(t)=-\left[\lambda_d(\bar{n}_m^{(q)}(t))+2\frac{v}{\Delta z_m}\right]; \\ \bar{F}_{d,m}^{(q)}(t)=v_{f,d}(\bar{n}_m^{(q)}(t))\frac{P_m^{(q)}(t)}{V_m}+2\frac{v}{\Delta z_m}N_{d,m}^{(q)}(z_{\min},t).$$

Интегралы в указанной аналитической формуле следует заменять суммами по той же численной схеме, которая была использована при получении формул (13) и (14). Расчеты для различных d можно проводить параллельно друг другу.

При решении уравнений (4) для $j>1$ значения $P_{m,j-1}^{(q)}$ могут быть рассчитаны с помощью интерполяционной формулы Лагранжа [9] по уже известным значениям $P_{m,j'}^{(q)}$ при $j'=(j-2)$, $j'=(j-1)$ и $j'=j$. При $q=1$ и $j=2$ первую из этих точек необходимо заменить на точку $j'=1/2$.

После решения системы уравнений (4), (6), (7) на интервале $[t_{q-1}, t_q]$ расчеты концентраций осколков деления и легких ядер в этом же интервале проводятся элементарно. Отметим некоторые особенности этих расчетов. Во-первых, они могут быть проведены параллельно во всех каналах. Во-вторых, расчет концентраций осколков и легких ядер в конкретном канале может проводиться параллельно друг другу. Расчеты концентраций осколков деления и легких ядер следует начинать с нижних областей каналов.

Рассмотрим легкие ядра. На первом этапе параллельно друг другу могут быть определены концентрации ядер ${}^6\text{Li}$ и ${}^7\text{Li}$. На втором этапе параллельно друг другу вычисляются концентрации ${}^4\text{He}$ и концентрации ядер ${}^3\text{T}$ и ${}^3\text{He}$. Концентрации двух последних ядер определяются как решения системы двух дифференциальных уравнений 1-го порядка с начальными условиями. На третьем этапе могут быть определены концентрации ядер ${}^1\text{H}$ и ${}^2\text{D}$. Эти концентрации также являются решениями системы двух дифференциальных уравнений 1-го порядка с начальными условиями.

Предлагаем концентрации ядер ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$ и ${}^4\text{He}$ вычислять аналитически по формуле (15). Пусть проведено решение в предыдущей области канала и на предыдущем этапе. Тогда выражения для $\bar{\Omega}_m^{(q)}(t)$ и $\bar{F}_m^{(q)}(t)$ из формулы (15) для следующего этапа и в следующей области канала оказываются известными функциями. Эти выражения легко получить из уравнений раздела 1.

Две системы уравнений относительно концентраций ядер ${}^3\text{T}$ и ${}^3\text{He}$ и концентраций ядер ${}^1\text{H}$ и ${}^2\text{D}$ следует решать численно по той же схеме, которая использовалась при решении системы уравнений (4). Расчет функций $\gamma_{q,m}(t)$, $\Phi_{q,m}(t)$ в точках $t = t_{q,j} \pm \delta t_{q,j}/2$ может быть проведен с помощью интерполяционной формулы Лагранжа по значениям этих функций в трех ближайших узловых точках $t_{q,j}$.

По той же схеме, которая использовалась при решении системы уравнений (4), может быть решена и система уравнений (5) относительно концентраций осколков. Если ограничиться использованием списка осколков из работы [4], то решение этой системы уравнений может быть сведено к последовательному решению отдельных уравнений. В этом случае можно применять аналитическую формулу типа формулы (15).

Заключение

В работе предложена методика расчетов пространственно-временных изменений в составе движущегося топлива за один проход через бланкет установки для трансмутации. Топливо может быть, например, расплавленной солью. Движение осуществляется вдоль каналов, которые параллельны оси симметрии установки. Скорость движения топлива в каждом из каналов постоянна.

В качестве неизвестных концентраций ядер из состава топлива рассматриваются средние количества ядер в единице объема областей, на которые разбит по оси Z каждый канал. Для каждой из областей сформулированы дифференциальные уравнения 1-го порядка с начальными условиями относительно средних концентраций актинидов, осколков деления, предшественников запаздывающих нейтронов и концентраций легких ядер (${}^1\text{H}$, ${}^2\text{D}$, ${}^3\text{T}$, ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$, ${}^6\text{Li}$ и ${}^7\text{Li}$). Изотопы водорода и гелия образуются при наличии в топливе солей Li .

Дифференциальные уравнения записаны в одномерном линейном приближении. В этом приближении считается, что неизвестные функции в пределах каждой области линейны по z и непрерывны по этой переменной на границах раздела областей.

Для каждой области в указанные дифференциальные уравнения вошла интенсивность реакций деления в этой области. Для определения зависимостей от времени этих функций в каждой из областей каждого канала была сформулирована система интегральных уравнений.

Эти интегральные уравнения и дифференциальные уравнения относительно концентраций актинидов и концентраций предшественников запаздывающих нейтронов составляют систему уравнений. Предложен способ численного решения этой системы дифференциальных и интегральных уравнений. После решения указанной системы уравнений может быть проведен расчет концентраций осколков деления и легких ядер.

Результаты настоящей работы обобщают результаты работ [7] и [3] на случай движения топлива. Эти результаты могут быть использованы при расчетах характеристик бланкетов электроядерных установок для трансмутации.

Список литературы

1. Колобашкин В.М., Рубцов П.М., Ружанский П.А., Сидоренко В.Д. Радиационные характеристики облученного ядерного топлива. Справочник. – М.: Энергоатомиздат, 1983.
2. Герасимов А.С., Зарицкая Т.С., Рудик А.П. Справочник по образованию нуклидов в ядерных реакторах. – М.: Энергоатомиздат, 1989.
3. Хоружий В.Х., Горелов В.П., Колесов В.Ф. Узловой метод в задаче описания пространственно-временной кинетики энергетических реакторов. – ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 1994, № 2, с. 12–19.
4. Абрамович С.Н., Горелов В.П., Горшихин А.А. и др. База данных для численного моделирования накопления осколков в топливе энергетических реакторов. – ВАНТ. Сер. Математическое моделирование физических процессов, 1996, № 3, с. 40–61.
5. Киппин Дж. Р. Физические основы кинетики ядерных реакторов. – М.: Атомиздат, 1967.
6. Tuli J.K. Nuclear wallet cards (fifth edition). National Nuclear Data Center for the U.S. Nuclear Data Network, BNL, 1995.
7. Хоружий В.Х. К расчету пространственно-временной кинетики ИЯР и бустера. – ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 1989, № 1, с. 3–7.
8. Вейнберг А.М. Типы реакторов. В сб.: Теория ядерных реакторов/ Под ред. Г. Биркхофа, Э. Вигнера. Пер. с англ. под ред. Г.А. Бать. – М.: Госатомиздат, 1963.
9. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике/ Пер. с англ. под ред. И.Г. Арамановича. Издание второе. – М.: Наука, 1970.

Статья поступила в редакцию 15.09.99.

СОДЕРЖАНИЕ

Колесов В.Ф. Презентация монографии "Апериодические импульсные реакторы"	3	Воинов А.М., Довбыш Л.Е., Кривоносов В.Н., Мельников С.Ф., Синянский А.А. Экспериментальный комплекс на основе реактора ВИР-2М для исследования лазеров с ядерной накачкой	63
Заграфов В.Г., Кувишинов М.И., Юферев В.И. Экспериментальные исследования критических параметров систем с металлическими делящимися материалами и ядерная безопасность	10	Дьяченко П.П., Дюжов Ю.А., Зайцев М.Ю., Орлов А.А., Полетаев Е.Д., Смольский В.Н. Экспериментальное изучение оптических неоднородностей в Ag-Xe лазере при накачке от реактора БАРС-6	69
Богданов В.Н., Василенко А.Г., Жеребцов В.В., Иванов В.В., Кувишинов М.И., Лахтиков А.Е., Майорников В.С., Моденов А.Б., Никулин А.В., Нор-Ареван В.А., Показало А.Н., Сизов А.Н., Синянский А.А., Смирнов И.Г., Турутин С.Л., Хлестков М.В. Экспериментальный комплекс ЛМ/БИГР	13	Воинов М.А., Воронцов С.В., Колесов В.Ф., Кувишинов М.И., Пунин В.Т., Смирнов И.Г. Использование импульсного реактора ГИР-2 для обучения студентов	75
Воинов А.М., Довбыш Л.Е., Кривоносов В.Н., Сизов А.Н., Синицын А.В., Синянский А.А. Импульсные реакторы-лазеры с ядерно-оптической накачкой	16	Марухин О.В., Пикулев А.А. Модель генератора для прямого преобразования энергии осколков деления в электричество	80
Колесов В.Ф., Сизов А.Н. Опыт ВНИИЭФ в расчетах растворных импульсных реакторов	19	Бабич Л.П., Воинов М.А., Воронцов С.В., Голубева О.А., Горбунов В.В., Довбыш Л.Е., Дюдаев А.М., Колесов В.Ф., Кувишинов М.И., Сизов А.Н., Смирнов И.Г., Синицын А.В. Импульсный реактор ГИР-2 и его возможные применения	85
Колесов В.Ф., Кошелев А.С., Малинкин А.А., Штарев С.К. Проекты реакторов и бустеров с форсированными параметрами импульсов излучения	25	Воинов А.М., Воронцов С.В., Довбыш Л.Е., Ильяев Р.И., Маршалкин В.Е., Пунин В.Т., Руднев А.В. Лагуна высоких технологий	91
Швецов А.М., Егоров В.П., Захаров А.Н., Кувишинов М.И., Фомушкин Э.Ф. Измерение спектров нейтронов утечки сферических критических сборок из ^{235}U (90%), ^{235}U (36%) и ^{239}Pu (98%)	34	Петрин С.В., Богданов В.Н., Воронцов С.В., Воинов М.А., Кошелев А.С., Кувишинов М.И., Мельников С.Ф., Смирнов И.Г. Результаты анализа безопасности эксплуатации реакторных установок ВНИИЭФ	95
Бурцева Д.В., Влох Г.В., Колесов В.Ф., Кривоносов В.Н., Попов В.А., Пунин В.Т., Сизов А.Н., Синянский А.А., Турутов В.И. Физическая схема мощного теплового реактора-облучателя	41	Колесов В.Ф., Босамыкин В.С., Хоружий В.Х., Юдинцев В.Ф. Эффекты автокатализа в быстрых критических сборках с поглотителем нейтронов в полости	103
Воинов А.М., Мельников С.Ф., Попов В.А. Абсолютные измерения реактивности исследовательского растворного реактора ВИР-2М при замене корпуса активной зоны	47	Колесов В.Ф., Гатилова Р.Я., Гударенко Л.Ф., Иванова Г.Г., Ивченко Т.Г., Куделькин В.Г., Мжачих С.В., Фарафонов Г.Г., Хоружий В.Х. Автокатализ в полых сборках с активными зонами из смеси урана с полиэтиленом	109
Глухов Л.Ю., Мельников С.Ф., Попов В.А., Скворцов А.Б. Интерференция стержней регулирования реактивности реактора ВИР-2М	52	Кувишинов М.И., Смирнов И.Г., Воинов А.М., Довбыш Л.Е. Прямодействующая быстрая аварийная защита реактора с датчиком нейтронов на основе ядерно-оптического преобразователя	117
Кошелев А.С., Маслов Г.Н., Одинцов Ю.М., Севастьянов В.Д. Возможности и перспективы использования импульсных реакторов БР-1 и БР-К1 для метрологической аттестации специализированных нейтронных детекторов	60		

Беловодский Л.Ф., Осеев А.А., Тарасова Е.Ю., Ходаев Г.Ф. Аварийная дозиметрия при прове- дении работ на импульсных реакторах и стендах для критических сборок	120	Кушнарев А.Ф., Воронцов С.В., Ильин В.И., Кувшинов М.И., Порхаев В.В. О возможности создания полномасштабного стенда-тренажера на базе стенда критических сборок ФКБН-2М для обучения персонала и повышения безопасности работ с размножающими системами	150
Десяткин А.А., Костарев А.Г., Борисенко В.А., Одинцов Ю.М., Брагунец В.А., Симаков В.Г. Разработка методики диагностики состояния топливных элементов аperiodического импульсного реактора с металлической активной зоной	123	Дюдлев А.М., Попов В.А. Эмулятор кинетических процессов исследовательских реакторов в реальном времени	155
Жуков И.В., Воинов М.А., Сорокин С.В., Мочалов М.Р., Мурин В.Н., Скрипка Г.М., Ростовцева Г.М., Черевань А.Д. Телевизионные технологии обеспечения безопасности работ на реакторных установках	128	Абрамович С.Н., Белов В.А., Глухобедов Д.В., Кондратов С.Е., Мисатюк Е.В., Моренко А.А., Разиньков С.Ф., Скачков А.Б., Скрипка Г.М., Тимагин В.Н., Ягофаров Р.А. Разработки ВНИИЭФ в области радиационных методов контроля ядерных материалов	158
Басманов В.Ф., Жихарев С.С., Жуков И.В., Кувшинов М.И., Ломтев Г.А., Оболочков Н.А., Пунин В.Т., Скрипка Г.М., Смирнов И.Г., Хлыстов С.В., Шаповалов А.Ф., Юфеев В.И. Интегрированная система обеспечения безопасности при обращении с ядерными материалами на ядерно- опасных объектах	134	Глушаки Б.Л., Новиков С.А., Синицына Л.М., Юкина Н.А. Особенности деформирования металлических шаров квазисферическими ударными волнами	164
Кувшинов М.И., Воронцов С.В., Горелов В.П., Егоров В.П., Запольский А.Е., Ильин В.И., Никитин И.А., Пешехонов Д.П., Порхаев В.В., Усатов С.А. Тестовые критические эксперименты на установке ФКБН-2М	142	Горелов В.П., Ильин В.И., Крутько Н.А., Фарафонов Г.Г. Архив BeAg характеристик сферических и цилиндрических критических сборок	168
		Горелов В.П., Ильин В.И. К решению уравнений кинетики состава аксиально движущегося топлива из расплавленных солей в одномерном линейном приближении	176

Ответственный за выпуск В.Ф. Колесов

Редактор В.М. Тагирова

Корректор Е.А. Коваленко

Подписано в печать 18.12.2000		Формат 60x84/8	
Офсетн. печ.	Усл. печ. л. 22,2	Уч.-изд. 27	
Тираж 150	Зак. тип. 1701-2000	Индекс 3646	32 статьи

Отпечатано в ИПК ВНИИЭФ
607190, г. Саров Нижегородской обл.
ЛР № 020561 от 23.10.97
ПД № 00568 от 22.05.2000

18 =

Индекс 3646

ISSN 0205-4671. Вопросы атомной науки и техники
Сер. Физика ядерных реакторов, 2000, вып.2/3, 1-191