

621.039.5
В-74

ISSN 0205—4671

НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР
“КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ”

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

СЕРИЯ:

Физика ядерных реакторов

2012

ВЫПУСК

4

621.035.5
1574

НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР "КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ"

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

40673 РФ

НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ СБОРНИК

СЕРИЯ:

ФИЗИКА ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ

ИЗДАЁТСЯ с 1989 г.

ВЫПУСК 4

ФИЗИКА И МЕТОДЫ РАСЧЁТА
ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ

ИЗДАЁТСЯ с 1981 г.

Федеральное государственное
бюджетное учреждение
"Национальный исследовательский центр
"Курчатовский институт"
Центральная научно-техническая
библиотека

МОСКВА – 2012

Выпуск "Физика и методы расчёта ядерных реакторов" Серии "Физика ядерных реакторов" подготавливается Национальным исследовательским центром "Курчатовский институт".
Подписной индекс 32067 с 2010 г. в каталоге "Газеты. Журналы" ОАО Агентство "Роспечать".

Статьи из сборника "ВАНТ. Серия: Физика ядерных реакторов" публикуются в переводе на английский язык в специальных выпусках "Voprosy Atomnoi Nauki i Tekhniki. Seriya: Fizika Yadernykh Reaktorov" журнала "Physics of Atomic Nuclei" (перевод Российского журнала "Ядерная физика"), издаваемого PLEIADES PUBLISHING и распространяемого издательством Springer (ISSN: 1063-7788).

Сборник "Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика ядерных реакторов" включен в Перечень ведущих изданий Высшей аттестационной комиссии.

Статьи, поступающие в редакцию, рецензируются. При перепечатке и цитировании ссылка на сборник ВАНТ обязательна. Перепечатка материалов допускается только с письменного разрешения редакции.

Редакционная коллегия серии:

главный редактор – Ю.М. Семченков (НИЦ "Курчатовский институт");
заместители главного редактора – С.М. Зарицкий (НИЦ "Курчатовский институт"),
В.Ф. Колесов (ФГУП "РФЯЦ-ВНИИЭФ"), А.Е. Крошилин (ОАО "ВНИИАЭС"),
В.В. Пчелин (НИЦ "Курчатовский институт");
ответственный секретарь – Е.А. Старостина (НИЦ "Курчатовский институт");
члены редколлегии – П.Н. Алексеев, Е.В. Бурлаков, А.Ю. Гагаринский,
М.П. Лизоркин, В.Д. Павлов, Я.И. Штромбах (НИЦ "Курчатовский институт").

В выпусках "Физика и методы расчёта ядерных реакторов" публикуются материалы по следующим вопросам:

- математические проблемы теории переноса и теории реакторов;
- теория и методы расчёта ядерных реакторов, бланкетов термоядерных реакторов, радиационной защиты, переноса излучений;
- проблемы обеспечения расчётных и экспериментальных исследований программами для ЭВМ; описания и аннотации программ, комплексов и систем программ;
- расчётные исследования по физике ядерных реакторов, бланкетов термоядерных реакторов, радиационной защиты, переноса излучений;
- экспериментальные методы и экспериментальные исследования по физике ядерных реакторов и в перечисленных смежных областях;
- общие проблемы ядерной энергетики.

Материалы для опубликования следует направлять в НИЦ "Курчатовский институт" на имя главного редактора серии.

Materials related to the topics described below are published in series "Nuclear Reactor Physics":

- mathematical problems of transport and nuclear reactor theory;
- theory and calculational methods for nuclear reactors, fusion reactor blankets, radiation shielding and radiation transport;
- codes for calculational and experimental investigations; descriptions and abstracts of codes, code complexes and systems;
- calculational analysis of reactor, blanket and shielding performances and radiation transport; calculational analysis of some nuclear energy development aspects;
- experimental methods and experimental analysis in field of nuclear reactor physics and other above mentioned items;
- general problems of nuclear power.

Измерения подкритичности модернизированным методом стреляющего источника при эксплуатации реакторов атомных станций

Г.В. Лебедев, В.В. Петров,

НИЦ "Курчатовский институт", 123182, Москва, пл. Курчатова, 1,

В.Т. Бобылёв, Р.И. Бутов, А.М. Жуков, А.А. Сладков,

ВНИИА им. Н.Л. Духова, 127055, Москва, Сущёвская ул., вл. 22

Поступила в редакцию 22.03.2012 г.

Правила ядерной безопасности предписывают проведение измерений подкритичности реакторов в процессе проведения ядерно-опасных работ. В обеспечение выполнения этого требования предложен модернизированный метод стреляющего источника нейтронов. В качестве такого источника используется импульсный источник нейтронов (ИИН). Для реализации этого метода рекомендуется осуществлять запуск ИИН с частотой 1...20 Гц. После достижения стационарного в среднем количества нейтронов в объёме реактора запуски ИИН прекращают. Измеряют изменение количества нейтронов в объёме реактора во времени с интервалом дискретности $\sim 0,1$ с. По результатам этих измерений с применением системы уравнений точечной кинетики рассчитывают искомую подкритичность. Основная идея предложенного метода измерений подкритичности отработана в сериях экспериментов на сборке "Квант". Сформулированы условия, которые следует обеспечить для получения положительного результата измерений. Приведена блок-схема базового варианта экспериментальной аппаратуры, основным элементом которой служит импульсный нейтронный генератор.

Ключевые слова: ядерная безопасность, реактор, подкритичность, метод измерения, импульсный нейтронный генератор.

Measurements of Reactors Subcriticality by Modernized Method of a Shooting Source during NPP Reactor Operation. *G.V. Lebedev, V.V. Petrov, NRC "Kurchatov Institute", 1, Kurchatov Sq., Moscow, 123182, V.T. Bobylyov, R.I. Butov, A.M. Zhukov, A.A. Sladkov, "VNIIA", Suschyovskaya St., Moscow, 127055.*

According to rules of nuclear safety the measurements of reactors subcriticality are necessary during nuclear dangerous works. In maintenance of performance of this requirement a modernized method of a shooting source is proposed using a pulse neutron source (PNS). It is recommended to start of PNS with frequency 1...20 Hz. PNS is switched off after achievement of stationary (in average) quantity of neutrons in volume of the reactor. The time-dependent decrease of neutron quantity in reactor volume is measured with a step-type interval $\sim 0,1$ s. Results of these measurements are used to count required subcriticality using the system of the point-kinetics equations. The basic idea of an offered method of subcriticality measurements is verified in several experiments on the assembly "Kvant". Necessary conditions of successful measurements are formulated. The base experimental equipment is discussed.

Key Words: Nuclear Safety, Reactor, Subcriticality, Method of Measurement, Pulse Neutron Generator.

Введение

"Правила ядерной безопасности реакторных установок атомных станций" НП-082-07 (далее Правила) распространяются на все проектируемые, конструируемые, сооружаемые и эксплуатируемые атомные станции [1]. В этом документе указывается, что "ядерно-опасные работы должны проводиться, как правило, на остановленном реакторе". Правила предписывают проведе-

ние измерений подкритичности при изменениях состава и геометрии реактора в процессе технологических работ на остановленном реакторе, и это требование должно безусловно выполняться.

Авторы Правил осознавали сложности измерений глубокой подкритичности в реальных условиях эксплуатации энергетических реакторов и обязали определять подкритичность остановленных реакторов в диапазоне хотя бы до $\Delta k \leq 0,02$, но с указа-

нием погрешности. Определение погрешности является основным затруднением при выполнении этого требования. Трудности возникают, в частности, вследствие необходимости измерений подкритичности без выхода в критическое состояние. В руководящем документе по эксплуатации реакторов типа РБМК приводится несколько способов оценки подкритичности остановленных реакторов во исполнение требований Правил.

Поскольку оценки проводятся без выхода в критическое состояние, то на реакторах этого типа используется специальная аппаратура, которая обеспечивает реализацию штатных методов оценки подкритичности при относительно малом количестве нейтронов в объеме реактора [2]. Количество нейтронов в объеме реактора пропорционально времени жизни мгновенных нейтронов. Поэтому в реакторах типа ВВЭР при прочих равных условиях на два порядка меньше нейтронов по сравнению с реакторами типа РБМК. Эти осложнения при оценке подкритичности остановленных реакторов типа ВВЭР усугубляются трудностями в размещении в активной зоне необходимого числа детекторов нейтронов с требуемой чувствительностью.

Эти трудности в настоящее время не преодолены, в руководящих документах по эксплуатации отечественных реакторов типа ВВЭР не предусмотрены оценки подкритичности без выхода в критическое состояние. В связи с этим предлагается при эксплуатации отечественных реакторов типа РБМК и ВВЭР в режиме останова применять модернизированный метод стреляющего источника (ММСИ), при реализации которого подкритичность будет измеряться в соответствии с требованиями Правил. В качестве стреляющего источника нейтронов целесообразно использовать отечественные импульсные нейтронные генераторы (ИНГ), которые по своим характеристикам находятся на уровне мировых стандартов.

1. Модернизированный метод стреляющего источника

Разработано множество методов измерений подкритичности, основанных на применении явления умножения источников нейтронов в реакторе. Количественно это явление описывается следующей формулой:

$$n(t) \approx [Q_{\text{eff}} + S_{\text{eff}}(t)]\ell / (1 - k_p), \quad (1)$$

где $n(t)$ – число нейтронов в объеме реактора; Q_{eff} – суммарная интенсивность внутренних источников реактора: специально устанавливаемых технологических источников нейтронов, источников спонтанного деления топлива, изотопных источников, наработанных за время кампании, источников фотонейтронов; $S_{\text{eff}}(t)$ – количество осколков ядер деления, способных излучать запаздывающие нейтроны; ℓ – время жизни мгновенных нейтронов; k_p – эффективный коэффициент размножения на мгновенных нейтронах.

При реализации этих методов измерений подкритичности часто вносят возмущение по реактивности, а когда проводят измерения подкритичности методом стреляющего источника, то вносят возмущение, изменяя величину Q_{eff} . Вне зависимости от вида возмущения искомое значение подкритичности вычисляют из системы точечных уравнений кинетики по результатам измерений $n(t)$.

Значения функции $n(t)$ измеряют в относительных единицах как скорость счёта экспериментального детектора нейтронов. Такая замена допустима при неизменном поле нейтронов, т.е. пространственно-энергетическом распределении нейтронов по объёму реактора, когда коэффициент пропорциональности между функцией $n(t)$ и показаниями экспериментального детектора, который называют эффективностью этого детектора, не изменяется во времени.

При реализации одной из модификаций метода стреляющего источника экспериментальные результаты используются для расчёта реактивности реактора по формуле

$$\rho = [1 - X(-0)/X(+0)]\beta_{\text{eff}}, \quad (2)$$

где ρ – реактивность; $X(-0)$, $X(+0)$ – результаты измерений значений функции $n(t)$ в моменты времени соответственно до и через несколько долей секунды после удаления экспериментального источника нейтронов; β_{eff} – эффективная доля запаздывающих нейтронов.

В процессе обработки данных в этом случае используются результаты измерений $n(t)$ в двух состояниях реактора с изменённым полем нейтронов: при наличии экспериментального источника нейтронов и без него. Поэтому искомое значение подкритичности при непосредственном применении в обработке результатов измерений $n(t)$ будет получено с характерной методической погрешностью, учёт которой проблематичен.

В связи с этим предлагается при обработке экспериментальных данных использовать результаты измерений $n(t)$, относящиеся ко времени после удаления экспериментального источника. Экспериментально установлено, что поле нейтронов изменяется в процессе внесения возмущения и устанавливается неизменным практически одновременно с окончанием возмущения. Установлено также, что поле нейтронов после возмущения не изменяется в течение нескольких десятков секунд, а этого времени достаточно, чтобы получить положительный результат эксперимента [3...6].

2. Результаты математического моделирования измерений подкритичности реактора при помощи ММСИ

Для определения условий, которые должны быть обеспечены при реализации измерений подкритичности реакторов атомных станций с использованием ММСИ в диапазоне $0 < \Delta k \leq 0,02$, проведено математическое моделирование эксперимента. Для уменьшения случайной погрешности измерений подкритичности предлагается в натурных экспериментах применять ИИН. Современные ИНГ могут обеспечить эффективную интенсивность $\sim 10^{10}$ нейтронов в

с, что на 2...3 порядка выше интенсивности изотопных источников нейтронов, которые реально можно использовать.

Моделировались запуски ИИН с частотой 20 Гц на пяти уровнях подкритичности реактора: 0,005; 0,01; 0,015; 0,02; 0,025. При математическом моделировании ИИН находился в пульсирующем состоянии в течение пяти мин вплоть до достижения стационарного в среднем количества нейтронов в реакторе. Далее моделировалось мгновенное прекращение запусков ИИН при $300,01 \geq t > 300$ с. Значения функции $n(t)$ в течение 400 с определялись в результате численного решения системы точечных уравнений кинетики реактора с интервалом дискретности 0,01 с.

Измерения значений функции $n(t)$ моделировались как отсчёты $x(t)$ детектора нейтронов за интервал дискретности $\Delta t = 0,1$ с. На моделируемых уровнях подкритичности задавались значения $x(t) = 100$ отсчётов при $t = 300$ с и фона нейтронов в объёме реактора до запуска ИИН: $x(t) = 10$ отсчётов при $t < 0$ с (фон). Результаты моделирования экспериментов при оговорённых условиях на пяти вышеуказанных уровнях подкритичности реактора приведены на рис. 1. Функция $x(t)$ нормирована на своё асимптотическое значение при наличии фона.

Данные, приведенные на рис. 1, свидетельствуют, что спустя 5 мин после пуска ИИН в реакторе устанавливается стационарное в среднем число нейтронов, и тем быстрее, чем больше степень подкритичности реактора.

На рис. 2 приведены значения функции $x(t)$ в интервале 300,2...400 с после выключения ИИН за вычетом фона на уровнях подкритичности реактора 0,005; 0,01; 0,015; 0,02 (кривые 1...4). Функция $x(t)$ нормирована на своё значение при $t = 300,2$ с.

Данные на рис. 2 показывают, что скорость уменьшения количества нейтронов в реакторе после выключения ИИН некоторое время зависит от степени подкритичности реактора, поскольку помимо распада осколков ядер – источников запаздывающих

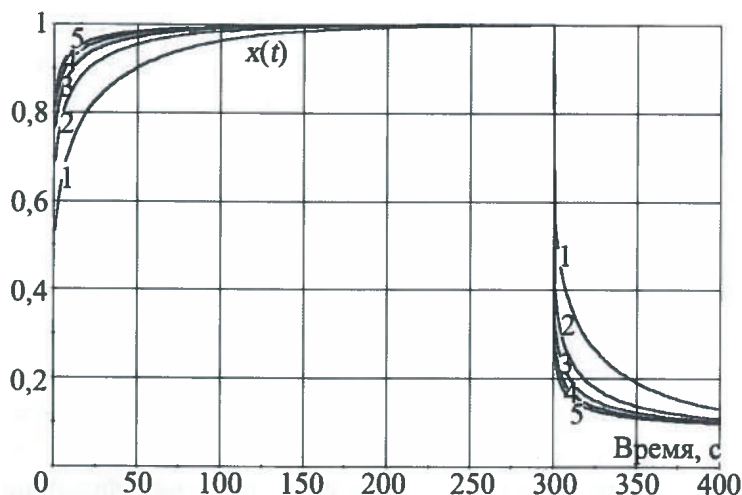


Рис. 1. Нормированные значения функции $x(t)$, полученные в результате расчётов при моделировании измерений ММСИ на уровнях подкритичности реактора 0,005, 0,01, 0,015, 0,02, 0,025 (кривые 1...5, соответственно)

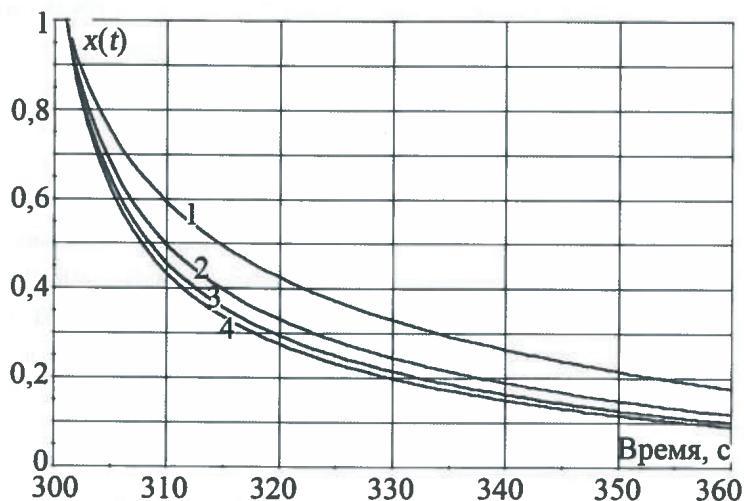


Рис. 2. Нормированные значения функции $x(t)$ после выключения ИИН за вычетом фона, полученные в результате расчётов при моделировании измерений ММСИ на уровнях подкритичности реактора 0,005, 0,01, 0,015, 0,02 (кривые 1...4, соответственно)

щих нейтронов идёт образование этих осколков, причём с разной скоростью. Это физическое явление положено в основу определения искомой степени подкритичности реактора с использованием ММСИ. В качестве меры степени подкритичности реактора предложено применять следующий параметр:

$$Sv = \left(\sum_{i=2}^{i=1000} X_i \right) \left(\sum_{i=2}^{i=1000} 1/X_i \right), \quad (3)$$

где X_i – числа отсчётов детектора нейтронов в моменты времени $i\Delta t$ с интервалом диск-

ретности $\Delta t = 0,1$ с в течение 100 с после выключения ИИН за вычетом фона.

Расчёт параметра Sv рекомендуется проводить спустя 0,2 с после отключения ИИН, когда гарантированно закончится спад $n(t)$ на мгновенных нейтронах. Случайная абсолютная погрешность ΔSv определения параметра Sv рассчитывается по формуле

$$\Delta Sv = Sv / \sqrt{\sum_{i=2}^{i=1000} X_i}. \quad (4)$$

Подстановка в этом смоделированном эксперименте значений X_i в формулы (3) и (4) для уровней подкритичности 0,005; 0,01; 0,015; 0,02; 0,025 дала соответственно следующие результаты: $Sv1 = (1\,504 \pm 12) \cdot 10^3$, $Sv2 = (1\,756 \pm 20) \cdot 10^3$, $Sv3 = (1\,879 \pm 26) \cdot 10^3$, $Sv4 = (1\,951 \pm 31) \cdot 10^3$, $Sv5 = (1\,997 \pm 36) \cdot 10^3$. Соответствие между параметром Sv и искомой подкритичностью Δk устанавливается по калибровочной кривой, приведенной на рис. 3.

Значения параметра Sv рассчитаны по формуле (3). Расчёты чисел X_i проведены в интервале 0...100 с. Для проведения этих расчётов задавались условия, когда из стационарного подкритического реактора при $0,01 \geq t > 0$ с удаляется источник нейтронов. Задавался ряд значений подкритичности реактора в интервале 0,005...0,05.

Данные на рис. 3 использованы для определения искомых уровней подкритичности реактора и абсолютных погрешностей значений подкритичности в смоделированных экспериментах. В результате получены следующие искомые результаты:

$$\Delta k1 = 0,0050 \pm 0,0002, \Delta k2 = 0,010 \pm 0,0006, \\ \Delta k3 = 0,0150 \pm 0,0016, \Delta k4 = 0,020 \pm 0,003, \\ \Delta k5 = 0,025 \pm 0,004.$$

Результаты моделирования показали, что в обеспечение требований Правил с помощью ММСИ можно измерить уровни подкритичности реактора в диапазоне 0,01...0,02 с указанием удовлетворительных экспериментальных погрешностей при скоро-

сти счёта детектора нейтронов ~ 1000 отсчётов в с, которая заложена в расчёты.

По данным рис. 2 и 3 можно видеть, что зависимость скорости изменения $n(t)$ с увеличением уровня подкритичности ослабевает до такой степени, что реально таким способом можно измерить подкритичность с приемлемой погрешностью до уровня $\sim 0,04$. Если измеряемая подкритичность будет больше 0,02, а условия эксперимента не позволяют измерить эту величину с удовлетворительной погрешностью, то, в соответствии с Правилами, достаточно этот факт констатировать.

Важно, что измерения до 0,02 с указанием погрешности всегда возможны, а для уменьшения погрешности достаточно преодолеть технические трудности: увеличить интенсивность ИИН и количество детекторов, суммировать результаты отсчётов нескольких детекторов, применять высокочувствительные детекторы, повторять эксперимент несколько раз.

Одновременно с измерениями подкритичности реактора с помощью ММСИ по этим же результатам измерений можно

провести оценку реактивности реактора по формуле (2) практически без ограничений по величине. Кроме того, следует предварительно измерять подкритичность реактора импульсным α -методом в промежуток времени, когда идёт установление стационарного в среднем числа нейтронов в объёме реактора [3].

При реализации этого метода измеряются значения функции $n(t)$ после каждого запуска ИИН. Эти экспериментальные данные используются для определения средней продолжительности цепочек мгновенных нейтронов и расчёта искомой подкритичности реактора по формуле

$$1 - k_p = T_p / \ell, \quad (5)$$

где T_p – измеренное значение средней продолжительности цепочек мгновенных нейтронов в реакторе.

Время жизни мгновенных нейтронов считается известным или определяется в калибровочном эксперименте, проведённом при известном значении подкритичности. Это значение подкритичности в свою очередь целесообразно измерять с помощью ММСИ.

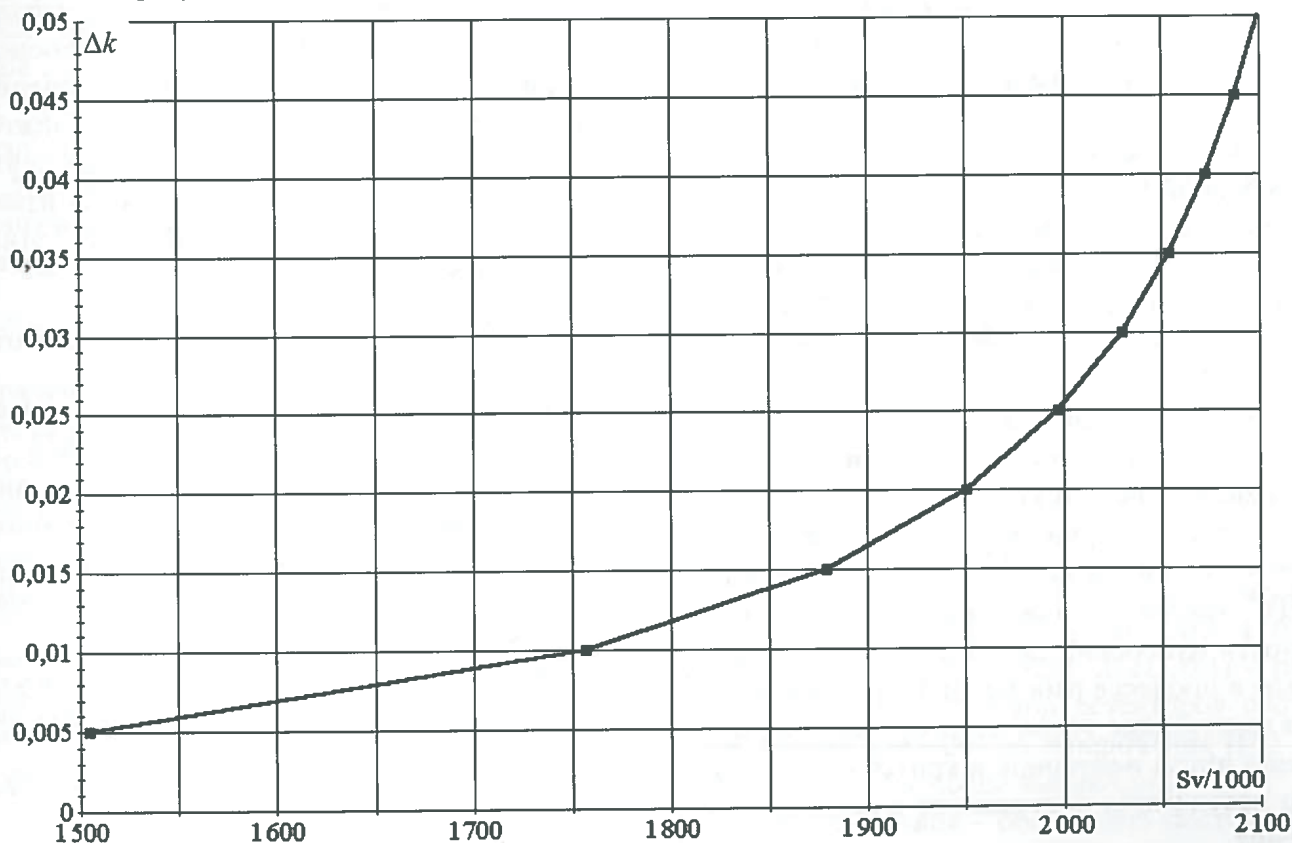


Рис. 3. Калибровочная кривая (значения функции $\Delta k = f(Sv)$)

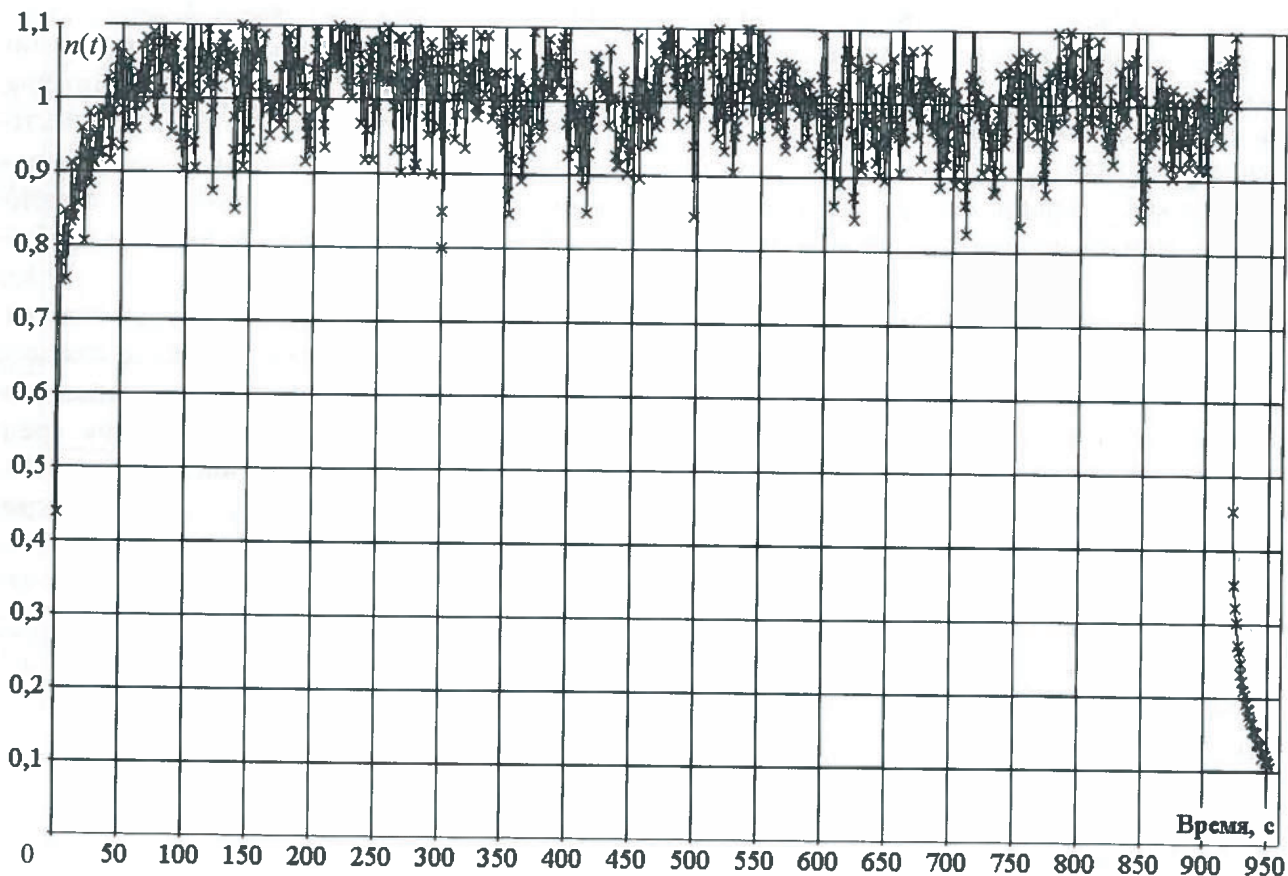


Рис. 4. Результаты измерений числа нейтронов в критсборке во времени при включённом и выключенном ИНГ (относительные единицы)

3. Результаты измерений подкритичности критсборки при помощи ММСИ

В подтверждение заявленного способа измерений подкритичности проведены контрольные измерения на нейтронно-физическом стенде "Квант". Подкритичность критсборки измерена с помощью ММСИ, в качестве источника нейтронов применялся ИНГ-031.

На рис. 4 приведены первичные экспериментальные данные, полученные при измерениях с использованием ММСИ реактивности критсборки. Число $n(t)$ нейтронов во времени при включённом и выключенном ИНГ измерялось токовым каналом, дискретность измерений $\Delta t = 0,2$ с. По этим данным в процессе работы ИНГ прослеживается монотонное увеличение среднего во времени числа нейтронов в критсборке вплоть до достижения постоянного в среднем значения.

На рис. 5 в виде точек приведены пер-

вичные экспериментальные данные, характеризующие уменьшение числа нейтронов в критсборке во времени после отключения ИНГ. По этим данным, в частности, можно видеть, что числа отсчётов детектора нейтронов из-за дефекта токового канала измерены с запаздыванием ~ 1 с. В связи с этим параметр Sv рассчитан со сдвигом в 2 с:

$$Sv = \left(\sum_{i=10}^{i=157} X_i \right) \left(\sum_{i=10}^{i=157} 1/X_i \right), \text{ где } X_i - \text{ числа от-}$$

счётов детектора нейтронов в моменты времени $i\Delta t$ с интервалом дискретности $\Delta t = 0,2$ с в течение 29,6 с после выключения ИНГ. Параметр Sv служит количественной характеристикой уменьшения числа нейтронов критсборки за 29,6 с в данном конкретном эксперименте.

Случайная абсолютная погрешность определения параметра Sv рассчитана по формуле $\Delta Sv = Sv / \sqrt{\sum_{i=10}^{i=157} X_i}$. На этом этапе

обработки первичных экспериментальных данных получено $Sv = 24\,385 \pm 60$. По ка-

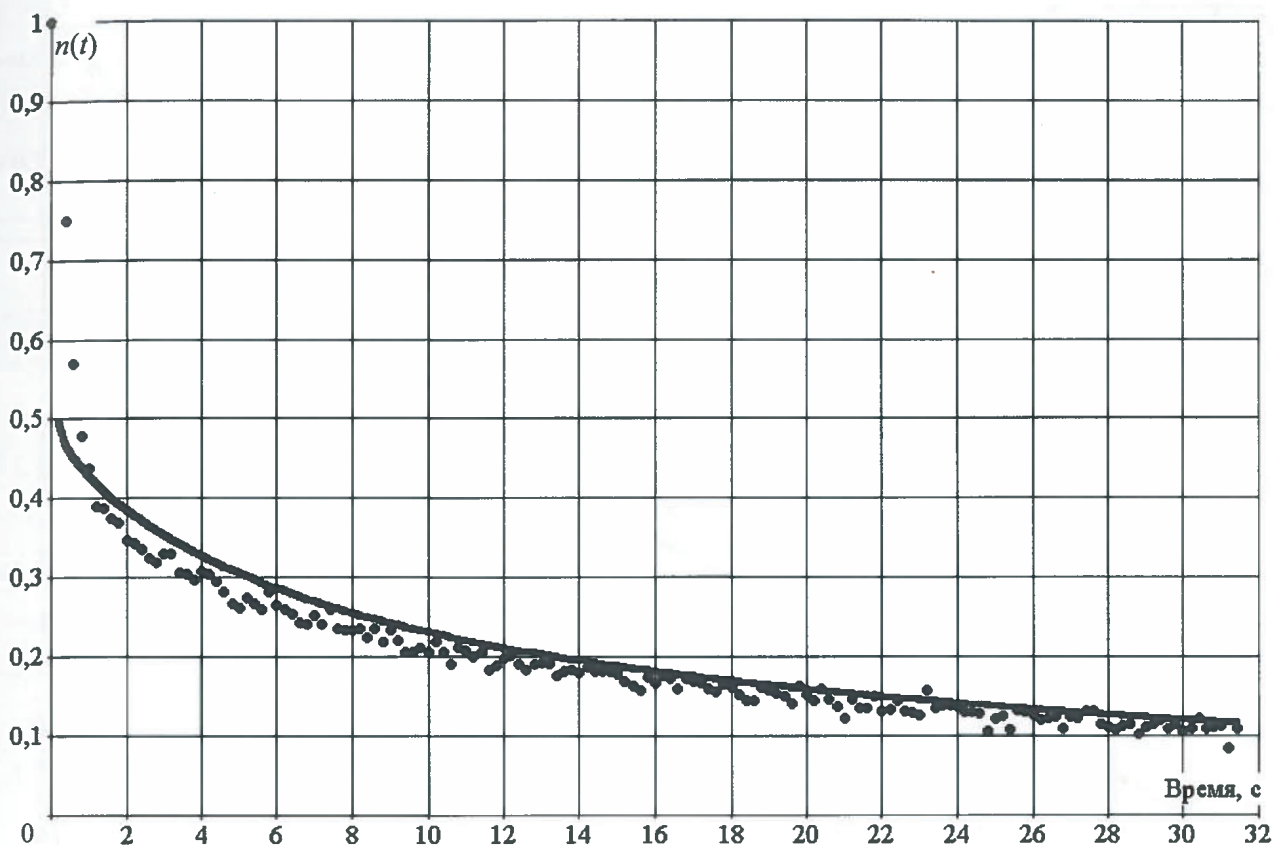


Рис. 5. Результаты измерений числа нейтронов в критсборке во времени при выключенном ИНГ (относительные единицы)

либровочной кривой (рис. 6) определено искомое значение реактивности, измеренное с помощью ММСИ: $\rho/\beta_{\text{eff}} = -1,025 \pm 0,04$. Для построения этой кривой задан ряд значений ρ/β_{eff} в интервале от $-0,5$ до $-1,5$. При этих значениях реактивности рассчитаны соответствующие значения $n(t)$ из системы точечных уравнений кинетики и числа $Sv(\rho/\beta_{\text{eff}}) = \left(\sum_{i=10}^{i=157} n_i \right) \left(\sum_{i=10}^{i=157} 1/n_i \right)$, где n_i – значения функции $n(t)$, рассчитанные с интервалом дискретности $\Delta t = 0,2$ с в течение 29,6 с после изменения реактивности от 0 до заданного значения в течение 0,2 с.

Первичные экспериментальные данные (рис. 5) можно обработать другим способом, отличным от ММСИ. На рис. 7 показаны два этапа такой обработки данных. На первом данные использованы для прямого расчёта реактивности из системы точечных уравнений кинетики. Результаты расчёта обозначены группой точек, расположенных внизу рисунка. Эта группа точек аппроксимирована для большей наглядности прямой

линией № 1. Наблюдаются характерное для этого способа обработки данных изменение значений реактивности во времени и выход на асимптоту.

Это закономерное изменение значений реактивности – следствие подстановки в систему точечных уравнений кинетики чисел отсчётов детектора без учёта изменения эффективности экспериментального детектора после отключения ИНГ. Для получения результата без методической погрешности обычно вводят поправку в показания экспериментального детектора до возмущения критсборки.

В данном конкретном эксперименте вследствие измерений $n(t)$ с запаздыванием пришлось поправлять 4 результата измерений: $\{(X(0)/1,0771), (X(1)/1,4), (X(2) \cdot 1,08), (X(3) \cdot 1,09)\}$, где $X(0), X(1), X(2), X(3)$ – результаты чисел отсчётов детекторов соответственно в момент до выключения ИНГ и спустя 1, 2 и 3 с после выключения ИНГ.

Цель поправок – обеспечить постоянство во времени значений реактивности, рассчитанных с учётом этих четырёх попра-

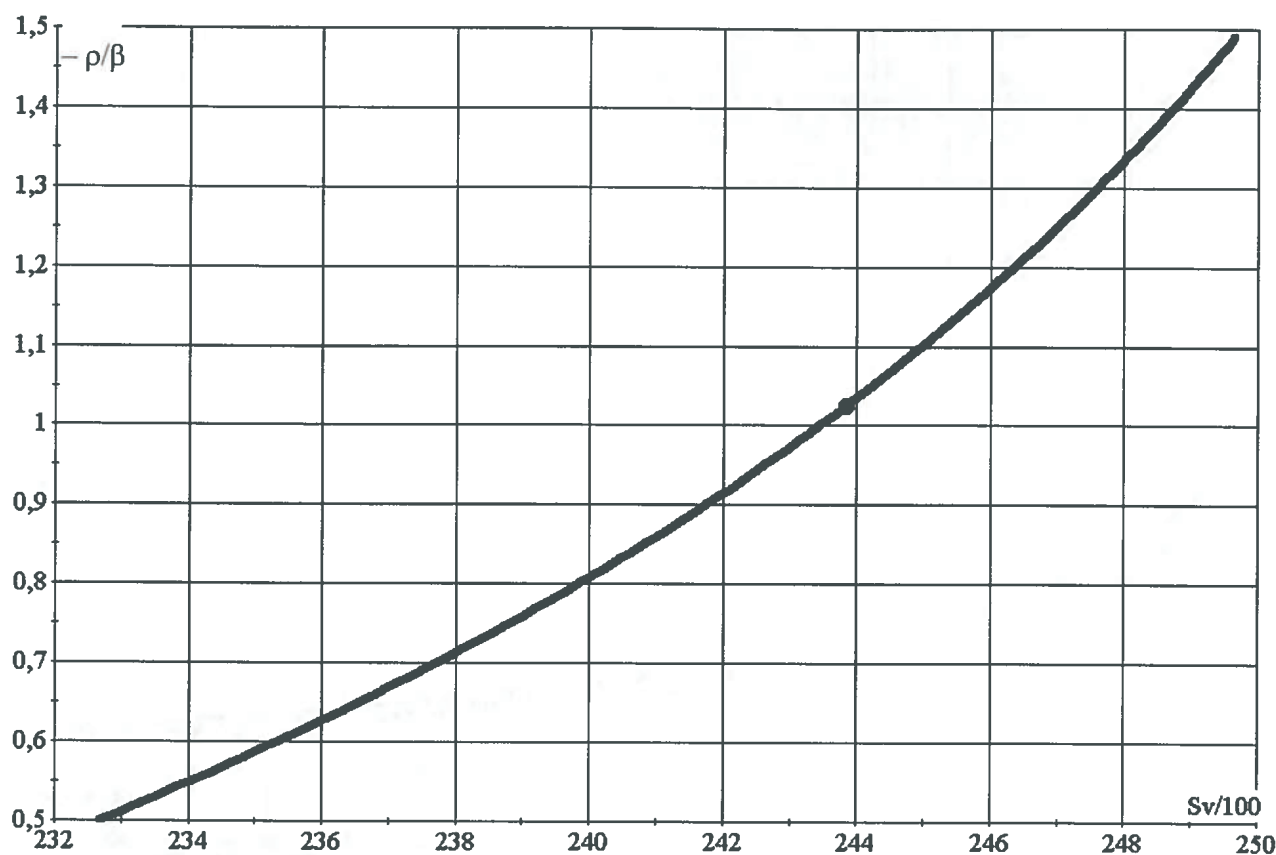


Рис. 6. Калибровочная кривая $\rho/\beta_{\text{eff}} = f(Sv)$

вок. Результаты расчёта реактивности с поправками чисел отсчётов детектора обозначены группой точек, расположенных сверху рис. 7. В результате аппроксимации этой группы точек линией № 2 получен результат: $(\rho/\beta_{\text{eff}})_{(t)} = - (1,03 \pm 0,02) + (8 \cdot 10^{-7})t$, где t – время в с. Результаты измерений реактивности с использованием ММСИ и этим способом обработки одних и тех же первичных экспериментальных данных совпали в пределах погрешностей, как и следовало ожидать.

4. Аппаратура для реализации измерений подкритичности остановленных реакторов

Для мониторинга подкритичности реакторов в режимах останова и пуска предлагается использовать отдельный комплект аппаратуры, базовый вариант которой приведен на рис. 8. Основными составляющими этой аппаратуры являются:

– система измерения потока нейтронов, состоящая из 12...18 импульсных каналов регистрации нейтронов;

- временной анализатор – система счёта импульсов на последовательных временных интервалах;
- кабельные трассы и источники питания;
- персональный компьютер;
- ИНГ.

Временной анализатор, система измерения потока нейтронов и ИНГ должны быть сопряжены с компьютером, который обеспечивает функционирование аппаратуры в заданном режиме времени. Компьютер обеспечивает также обработку экспериментальных данных, вывод результатов экспериментов и погрешностей измерений.

Этот комплект аппаратуры достаточен для измерений и оценок подкритичности остановленного реактора предложенным набором методов при проведении на нём ядерно-опасных работ.

Во ВНИИА разработан ряд портативных ИНГ на вакуумных нейтронных трубках для решения круга задач науки, техники, промышленности, медицины. Ведутся работы по их усовершенствованию. Нейтронными генераторами обычно называют техногенные источники нейтронного излу-

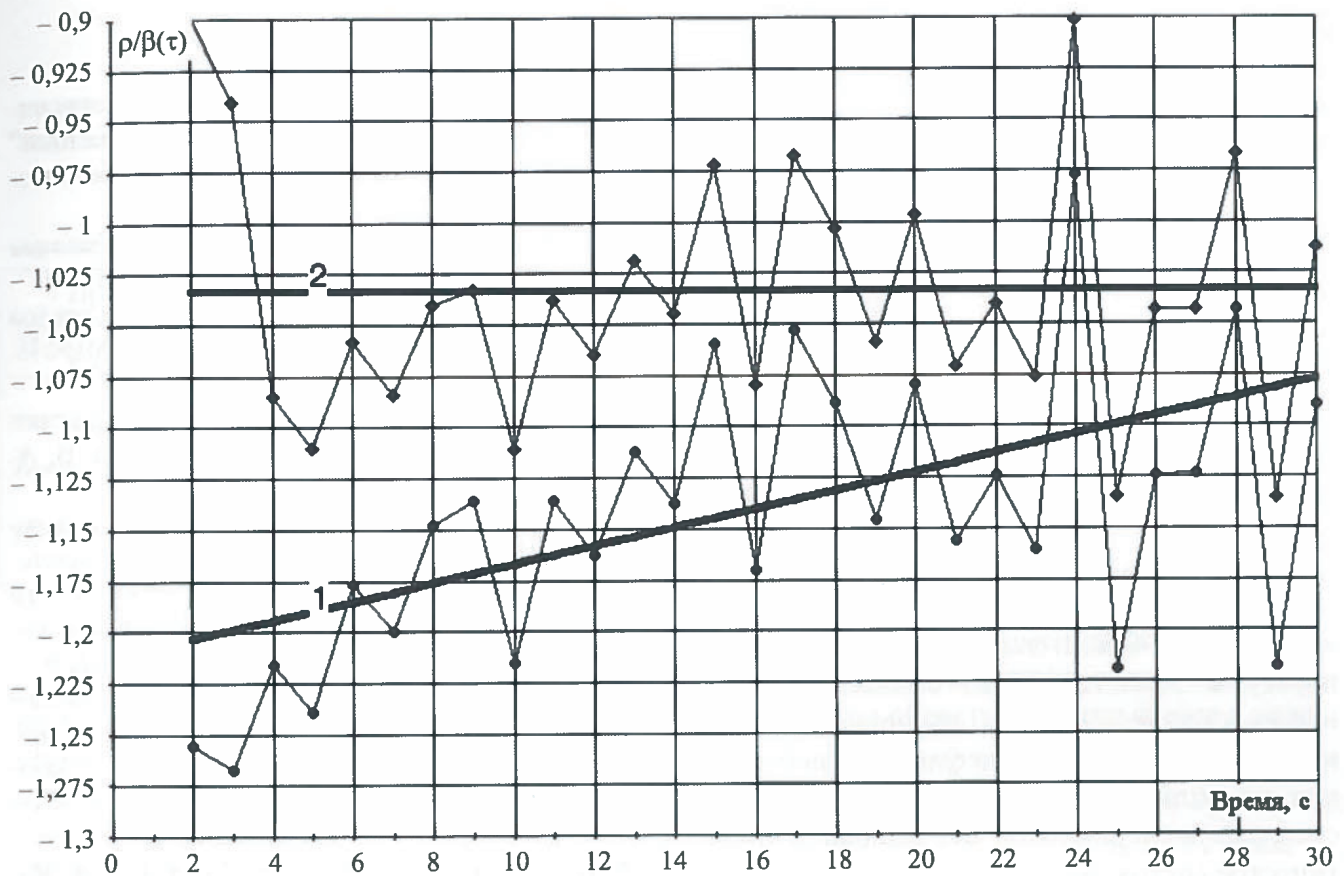


Рис. 7. Результаты расчёта реактивности из системы точечных уравнений кинетики по данным, представленным на рис. 5, с поправками данных и без поправки, соответственно верхняя и нижняя серии точек

чения, в которых собственно излучателями нейтронов служат нейтронные трубки либо камеры плазменного фокуса. Тип ИНГ определяется прежде всего применяемой нейтронной трубкой. Часто используются ИНГ на вакуумных нейтронных трубках.

Заключение

Выполнение требований Правил НП-082-07 в части, касающейся измерений подкритичности при проведении ядерно-опасных работ на остановленных реакторах, можно обеспечить посредством реализации измерений с использованием ММСИ и импульсным α -методом. Целесообразно проводить эти измерения одновременно: импульсным α -методом

во время достижения стационарного в среднем состояния реактора и с помощью ММСИ – по окончании импульсного эксперимента.

ММСИ имеет ограничения по величине подкритичности реактора, которую реально

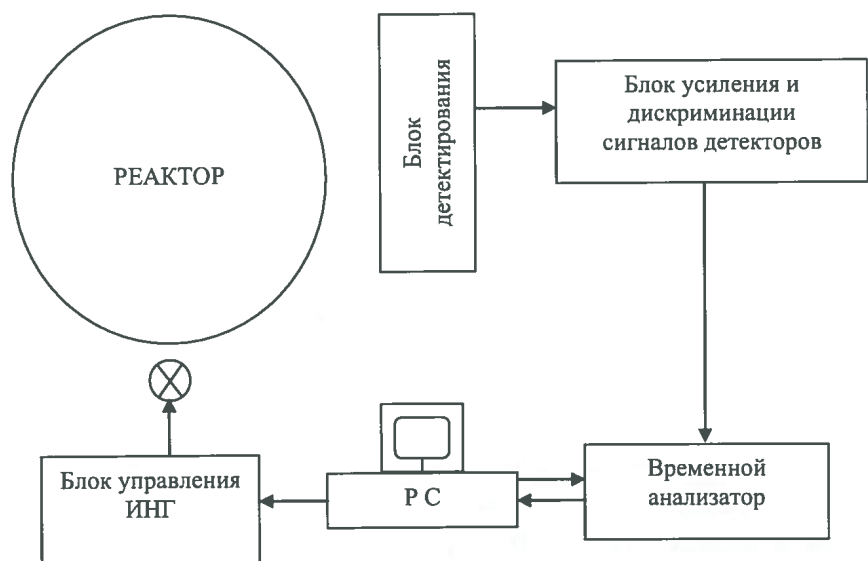


Рис. 8. Блок-схема базового варианта экспериментальной аппаратуры для измерений и оценки подкритичности реактора

можно измерить. Импульсным α -методом можно измерять подкритичность реактора практически без ограничений, но при обработке экспериментальных данных необходимо использовать значение времени жизни мгновенных нейтронов, которое не во всех случаях измеряется без проблем, в частности, при измерениях подкритичности реактора типа ВВЭР, отравленного борной кислотой.

Для технической реализации предложенных методов измерений подкритичности реакторов рекомендуется применять электронную аппаратуру, которая прошла проверку в многочисленных сериях экспериментов на энергетических реакторах и критсборках. Обязательной частью этой аппаратуры является ИНГ. Необходимость использования ИНГ при измерениях подкритичности диктуется дефицитом нейтронов на остановленных реакторах при постановке экспериментов без выхода в критическое состояние.

В отличие от аппаратуры, которая использована в пробном эксперименте на критсборке, в реальных условиях следует применять импульсные каналы измерения потока нейтронов. Это даст возможность измерять поток нейтронов, при прочих равных условиях, с меньшей случайной погрешностью и без запаздывания, которое искажает первичные экспериментальные данные.

Список литературы

1. *Ростехнадзор* "Правила ядерной безопасности реакторных установок атомных станций" НП-082-07 // *Ядерная и радиационная безопасность*, 2008, № 1.
2. *Житарев В.Е., Качанов В.М., Кудрявцев А.В. и др.* Комплекс технических средств для модернизации аппаратуры критических стенов / В кн. "Сб. трудов Научной сессии МИФИ-2008, 21-27 января 2008 г.", т. 8, с. 35–36.
3. *Кипин Дж.* Физические основы кинетики ядерных реакторов. Пер. с англ. под ред. В. А. Кузнецова. М.: Атомиздат, 1967.
4. *Казанский Ю.А., Матвеев И.П., Тютюников П.Л., Шокодько А.Г.* К учёту пространственных эффектов при измерении реактивности методом обращённого решения уравнения кинетики // *Атомная энергия*, 1981, т. 51, вып. 6.
5. *Лебедев Г.В., Бобров А.А.* Система исследований кинетики реакторов атомных станций. Доклад на 5-й межд. научно-техн. конф. "Безопасность, эффективность и экономика атомной энергетики". М., 19-21 апреля 2006.
6. *Бобров А.А., Лебедев Г.В., Нечаев Ю.А.* Измерения эффективности стержней регулирования модернизированным методом обратной кинетики // *ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов*, 2010, вып. 3, с. 48–56.

*Контактная информация –
Лебедев Геннадий Васильевич, с. н. с., тел.:
(499)196-78-72, e-mail: lgv2004@mail.ru*

Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 2012, вып. 4,
с. 3–12.

Оценка энергии сшивки спектров нейтронов Максвелла и Ферми

В.С. Ионов, С.В. Марин,

НИЦ "Курчатовский институт", 123182, Москва, пл. Курчатова, 1

Поступила в редакцию 21.03.2011 г., переработанный вариант 03.04.2012 г.

Приводятся оценки значений энергии сшивки спектров Максвелла и Ферми, построенные на экспериментальных данных и результатах расчётов по программам MCU-RFFI и MCU-5.

Ключевые слова: спектр нейтронов, граница сшивки, программа MCU-RFFI, программа MCU-5.

The Estimation of Energy Point of Maxwell's and Fermi's Neutron Spectra Sewing Together. V.S. Ionov, S.V. Marin, NRC "Kurchatov Institute", 1, Kurchatov Sq., Moscow, 123182.

The energy point of sewing together of Maxwell's and Fermi's neutron spectra is estimated basing on measurements and codes MCU-RFFI and MCU-5 calculations.

Key Words: Neutron Spectrum, Sew Point, MCU-RFFI Code, MCU-5 Code.

Введение

В настоящее время в связи с повышением требований к точности определения спектров нейтронов в тепловой и эпитепловой областях, обусловленных широким применением нейтронных пучков реакторов в исследованиях и медицине, вновь проявлен интерес к отработке методик определения параметров спектров.

Для описания низкоэнергетической части спектра нейтронов используются спектры, описываемые распределениями Максвелла и Ферми. Между этими распределениями существует узкий переходной участок, ширина и расположение которого зависят от свойств среды.

В приближении отсутствия переходного участка вводится понятие "энергии сшивки" спектров Максвелла и Ферми, значение которой находится как точка пересечения функций этих спектров. В статье приводятся оценки значения "энергии сшивки", полученные по данным измерений и расчётов параметров спектров. Работы по измерениям спектров нейтронов проводились по инициативе Б.В. Ефимова при активной поддержке со стороны А.М. Демидова [1...3].

1. Измерения параметров спектров нейтронов в низкоэнергетической области

В соответствии с теоретическими рекомендациями [4], а также исходя из анализа

имеющихся экспериментальных и расчётных данных, спектр нейтронов в низкоэнергетической области представляется в виде

$$\Phi(E) = \begin{cases} \Phi_T E^2 \exp(-E/E_0) / (kT_{nr})^2, & \text{если } 0 < E \leq E_M; \\ \Delta(E, T_{nr}) / E, & \text{если } E_M < E \leq E_\Phi; \\ f_{epi} / E, & \text{если } E_\Phi < E < \max E_\Phi, \end{cases}$$

где E – энергия нейтронов ($0 < E < 100$ эВ); Φ_T – параметр спектра Максвелла для тепловых нейтронов; $\Phi(E)$ – спектр плотности потока нейтронов, $\text{н} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$; f_{epi} – параметр спектра Ферми для эпитепловых нейтронов; $k = 8,56 \cdot 10^{-5}$ – постоянная Больцмана, эВ/К; T_{nr} – температура нейтронного газа, К; $E_0 = kT_{nr}$, эВ; E_M – граница сшивки тепловой части спектра и нижней границы переходной области спектра ($0,15 \text{ эВ} \leq E_M < 0,25 \text{ эВ}$); $\Delta(E, T_{nr})$ – функция переходной области спектра; E_Φ – граница сшивки переходной области и части спектра, описываемой спектром Ферми ($0,2 \text{ эВ} \leq E_\Phi < 0,3 \text{ эВ}$). Значение энергии сшивки спектров Максвелла и Ферми определяется в предположении $E_M = E_\Phi$.

Измерение спектров проводится нейтронно-активационным методом, описанным в работах [1...3], с использованием изготовленных в НИЦ КИ унифицированных композиционных детекторов (УКД), представляющих собой титановые капсулы со смесью материалов, содержащих активируемые изотопы. В состав изотопной композиции УКД входят нуклиды ^{164}Dy , ^{55}Mn , ^{197}Au , ^{186}W , ^{81}Br , массы которых откалиб-

рованы на реакторе Ф-1 НИЦ КИ нейтронно-активационным методом.

Аппаратура и методика измерения активности детекторов. Наведённая гамма-активность регистрируется полупроводниковым гамма-спектрометром со сверхчистым кристаллическим германиевым детектором фирмы ORTEC. Эффективность германиевого кристалла – 25 %, разрешение при энергии 1,2 МэВ – 1,8 кэВ. Зависимость абсолютной эффективности детектора от энергии E_γ калибруется для проводящихся на нем измерений. Спектрометр одновременно регистрирует гамма-спектры всех активированных нуклидов.

Разработаны средства программного обеспечения для обчёта данных активационных измерений на гамма-спектрометре и расчёта параметров для восстановления спектров по значениям активаций детекторов.

Определяемыми величинами являются: параметр плотности теплового потока для модели спектра Максвелла, параметр плотности эпитеплового потока модели спектра Ферми, спектральные индексы изотопов детекторов, параметр теплового спектра, температура нейтронного газа, энергия точки сшивки спектров Максвелла и Ферми.

Измерения проводились на ядерных установках НИЦ КИ: реактор Ф-1, критические стенды типа ВВЭР “П” и СКфиз, критстенд типа ВТГР “АСТРА”, критстенд “РБМК”, а также на стенде LR-0 в Чехии (тестовые измерения). Детекторы размещались в активных зонах и отражателях.

Расчётная база для математического моделирования спектров нейтронов основывалась на возможностях программных комплексов MCU-RFFI и MCU-5 [5].

При моделировании сред с делящимися материалами рассматривались два вида гомогенных бесконечных сред при 300 К [3]:

- вода-бор и графит-бор, в которых разная плотность поглотителя позволяет получать спектры с различными параметрами;
- вода-уран и графит-уран, в которых изменение параметров спектра достигается варьированием содержания ^{235}U .

По условиям моделирования в среде сохранился равномерно распределённый источник нейтронов со спектром деления ^{235}U . В таких средах поток нейтронов не зависит от пространственных координат при любой энергии и отсутствует утечка нейтронов. Баланс определяется только конкуренцией между термализацией и поглощением нейтронов. В водной среде использовали данные о сечении рассеяния для связанного водорода с учётом наличия химических связей. Для расчёта спектров в области энергии нейтронов ниже 1 эВ и минимизации статистических ошибок энергетические интервалы выбирали следующим образом: до энергии $E = 1$ эВ – 40 интервалов с равным шагом по энергии, для энергий $E > 1$ эВ – из условия $E_{i+1} = RE_i$, где $R = \exp(1, 0)$.

Для определения наиболее вероятной энергии E_0 нейтрона рассматривали функцию $\ln[\Phi(E)/E]$, для которой участок спектра, описываемый спектром Максвелла, соответствует наклонной прямой. По её наклону определяли E_0 и энергию E_M , при которой функция $\ln[\Phi(E)/E]$ начинает отличаться от линейной. В интервале от нижнего значения энергии нейтрона до E_M значения параметра $\Phi(E)$ теплового потока нейтронов определяются спектром Максвелла. Температура нейтронного газа определена по E_0 и/или по производной в максимуме функции $\Phi(E)/E$.

2. Модель для вычисления параметров

Данные по активациям изотопов представляются суммой скоростей реакций в тепловой и эпитепловой областях [2, 3]:

$$U_{\text{total},j} = U_{t,j} + U_{\text{epi},j} = \Phi_{t,j} \sigma_{\text{eff},j}(T_{\text{нг}}) + \Phi_{\text{epi}} I_{\text{cd},j},$$

где $j = 1 \dots 5$ соответственно для ^{55}Mn , ^{81}Br , ^{164}Dy , ^{186}W и ^{197}Au ; $\sigma_{\text{eff},j}(T_{\text{нг}})$ – эффективное сечение тепловых нейтронов, усреднённое по распределению Максвелла с температурой $T_{\text{нг}}$ нейтронного газа; $I_{\text{cd},j}$ – закадмиевый резонансный интеграл.

Для пяти скоростей $U_{\text{total},j}$ реакций изотопов составляет система из пяти уравнений для вычисления значений неизвестных

Φ_T и $\Phi_{срi}$. Система является переопределённой и решается с применением метода наименьших квадратов.

По этим данным вычисляются:

- параметр теплового спектра $z = \Phi_T/\Phi_{срi}$;
- спектральные индексы $U_{Dy}/U_j, j = 1, 2, 4, 5$;
- спектры Максвелла и Ферми.

Эмпирическая зависимость температуры нейтронного газа от параметра теплового спектра $T_{нг}(z) = 1860/z + 278,5$ К получена в результате исследований на реакторных установках НИЦ КИ [2, 3].

3. Моделирование границы сшивки спектров

Зависимость плотности потока нейтронов от энергии в нижней части спектра описывается в виде [2, 3]

$$\Phi(E) = \Phi_T E^2 \exp(-E/(kT_{нг})) / (kT_{нг})^2 + \Phi_{срi}.$$

Для вычисления значений энергии E_b границы сшивки теплового и эпитеплового спектров предполагается равенство плотностей потоков в точке сшивки, которое можно записать в виде уравнения

$$\Phi_T E_b^2 \exp(-E_b/(kT_{нг})) / (kT_{нг})^2 - \Phi_{срi} = 0. \quad (1)$$

Если обозначить $x = E_b/(kT_{нг}(z))$, то уравнение (1) представляется как

$$zx^2 \exp(-x) = 1. \quad (2)$$

Для определения значений корня x используются операторы, входящие в состав языка MATLAB [6] технических вычислений.

После нахождения корня уравнения (2) вычисляется значение граничной энергии

$$E_b = xkT_{нг}(z). \quad (3)$$

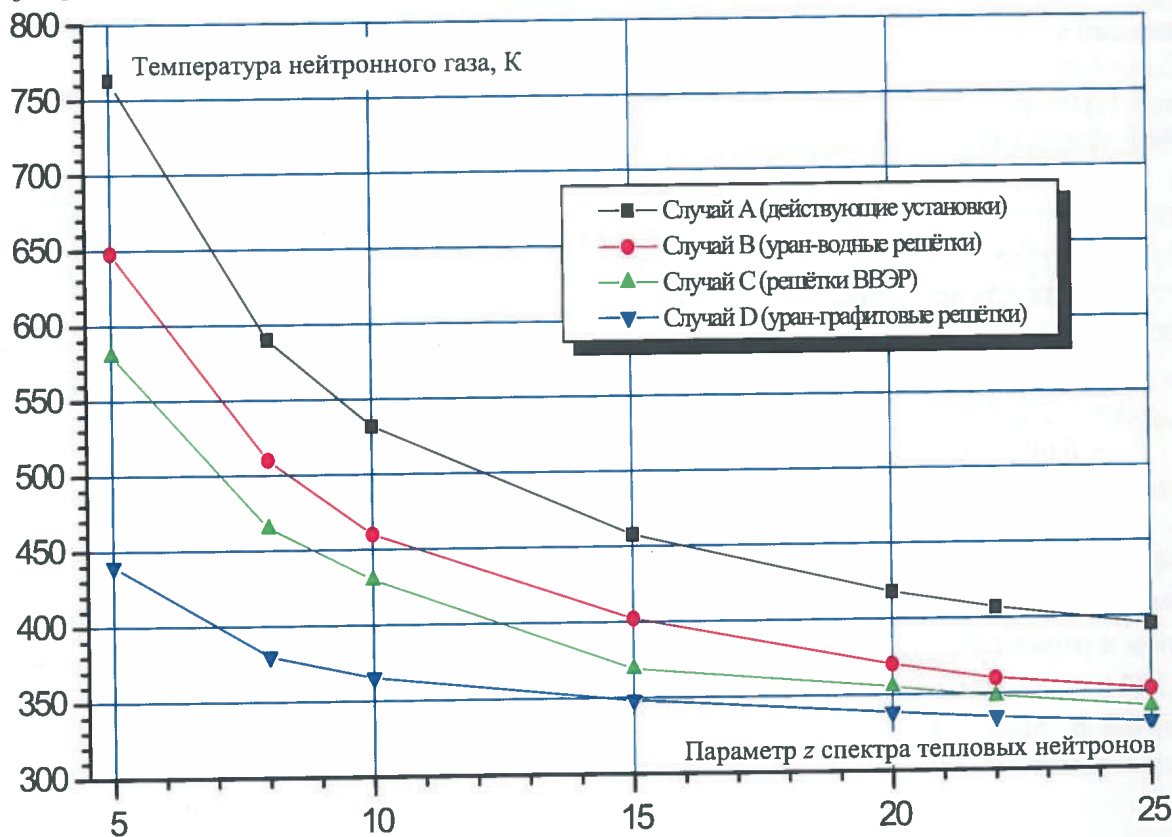
4. Результаты расчётов

В статье приняты значения параметра спектров, оценённые по данным измерений на активных зонах действующих реакторных установок и тестовых расчётов при значениях параметра теплового спектра $z = \{5, 8, 10, 15, 20, 22, 25\}$, и использована эмпирическая зависимость $T_{нг}(z)$ от параметра теплового спектра в виде

$$T_{нг}(z) = a/z + c. \quad (4)$$

Зависимость температуры нейтронного газа от параметра z теплового спектра показана на рисунке, а в таблице приведены значения энергии сшивки спектров (E_b), полученные разными способами:

- $E_{b1разн}$ – значения, вычисленные разнос-



Зависимости температуры нейтронного газа от параметра z спектра тепловых нейтронов

Т а б л и ц а. Энергия сшивки спектров Максвелла и Ферми, эВ

Параметр z теплового спектра	5	8	10	15	20	22	25
Случай А: действующие реакторные установки НИЦ КИ: реактор Ф-1, критические стенды типа ВВЭР "П" и СКфиз, критстенд типа ВТГР "АСТРА", критстенд "РБМК"							
Разностный метод	0,2695	0,2392	0,2310	0,2210	0,2175	0,2155	0,2155
Аппроксимация	0,2649	0,2393	0,2307	0,2111	0,2172	0,2162	0,2151
Формула (3)	0,2613	0,2392	0,2312	0,2212	0,2173	0,2165	0,2160
Случай В: математические модели "холодных" гомогенизированных топливных решёток							
Разностный метод	0,1776	0,1824	0,1853	0,1917	0,1972	0,1992	0,2020
Аппроксимация	0,1776	0,1826	0,1850	0,1918	0,1974	0,1993	0,2017
Формула (3)	0,1776	0,1825	0,1853	0,1917	0,1972	0,1992	0,2019
Случай С: уран-водные решётки ВВЭР с высокими значениями $T_{\text{нр}}$							
Разностный метод	0,3082	0,2778	0,2667	0,2519	0,2455	0,2441	0,2426
Аппроксимация	0,3082	0,2780	0,2664	0,2520	0,2457	0,2442	0,2424
Формула (3)	0,3082	0,2778	0,2666	0,2519	0,2455	0,2441	0,2461
Случай D: уран-графитовые решётки с высокими значениями $T_{\text{нр}}$							
Разностный метод	0,2415	0,2335	0,2145	0,2090	0,2080	0,2080	0,2080
Аппроксимация	0,2416	0,2313	0,2183	0,2069	0,2069	0,2078	0,2097
Формула (3)	0,2337	0,2194	0,2145	0,2092	0,2079	0,2079	0,2082

тным методом для уравнения (2);

- $E_{b2\text{аппр}}$ – значения, вычисленные после аппроксимации значений $E_{b1\text{разн}}$ многочленом третьего порядка

$$P = a_3 (1/z)^3 + a_2 (1/z)^2 + a_1 (1/z) + a_0;$$
- $E_{b3\text{анал}}$ – значения, вычисленные по формуле (3).

Значения оценены для четырёх случаев.

Случай А. Действующие реакторные установки НИЦ КИ: реактор Ф-1, критические стенды типа ВВЭР "П" и СКфиз, критстенд типа ВТГР "АСТРА", критстенд "РБМК".

По результатам измерений на реакторных установках для активных зон получены зависимости

$$T_{\text{нр}}(z) = 1\,860/z + 278,5 \text{ и}$$

$$E_{b\text{аппр}}(z) = -2,2100 (1/z)^3 + 1,5395 (1/z)^2 + 0,0078 (1/z) + 0,20959.$$

Систематическая погрешность выборок $E_{b1\text{разн}}$ и $E_{b2\text{аппр}}$ составляет $1,4566\text{e-}3$ эВ, а случайная – $3,2551\text{e-}3$ эВ.

Параметры спектра, определяемые детектором в отражателе, равны $z = 200$ и $T_{\text{нр}} = 287,8$ К.

Случай В. Математические модели "холодных" гомогенизированных топливных решёток.

По результатам расчётов уран-водных решёток [3] получены зависимости

$$T_{\text{нр}}(z) = 694/z + 302 \text{ и}$$

$$E_{b\text{аппр}}(z) = -11,659 (1/z)^3 + 5,2467 (1/z)^2 - 0,83188 (1/z) + 0,22736.$$

Систематическая погрешность выборок $E_{b1\text{разн}}$ и $E_{b2\text{аппр}}$ составляет $3,0\text{e-}5$ эВ, а случайная – $4,5826\text{e-}5$ эВ.

Случай С. Уран-водные решётки с высокими значениями $T_{\text{нр}}$ (активные зоны типа ВВЭР на мощности).

По результатам расчётов [3] получены зависимости $T_{\text{нр}}(z) = 2\,304/z + 304$ и

$$E_{b\text{аппр}}(z) = -8,3145 (1/z)^3 + 2,9359 (1/z)^2 - 0,1196 (1/z) + 0,23346.$$

Систематическая погрешность выборок $E_{b1\text{разн}}$ и $E_{b2\text{аппр}}$ составляет $3,3919\text{e-}5$ эВ, а случайная – $5,1349\text{e-}5$ эВ.

Случай D. Уран-графитовые решётки с высокими значениями $T_{\text{нр}}$ (активные зоны типа РБМК на мощности).

По результатам расчётов [3] получены зависимости $T_{\text{нр}}(z) = 1\,500/z + 280$ и

$$E_{b\text{аппр}}(z) = -51,526 (1/z)^3 + 18,062 (1/z)^2 - 1,5787 (1/z) + 0,24712.$$

Систематическая погрешность выборок $E_{b1\text{разн}}$ и $E_{b2\text{аппр}}$ составляет $3,2043\text{e-}3$ эВ, а случайная – $5,6605\text{e-}3$ эВ

Заключение

Получены значения энергии сшивки теплового и эпитеплового спектров нейтронов, рассчитанные различными методами. Показано, что в точке сшивки отличие значений $E_{b1разн}$ (вычисленных разностным методом) от $E_{b3анал}$ (вычисленных по формуле (3)) в большинстве случаев незначительно и не превышает 5 %. Большие отличия, которые могут возникать в области малых значений параметра z спектра тепловых нейтронов, объясняются недостаточной точностью методов вычислений.

Погрешности определяются существующими неопределённостями нейтронно-физических констант, градиентами плотностей потоков разных энергий и рядом других величин. Основным параметром, влияющим на значение среднеквадратического отклонения, является параметр z спектра.

По данным измерений коэффициент вариации для Φ_T составляет около 2 %, для Φ_{epi} до 10 %, точность оценки $T_{нг}$ в области $8 < z < 20$ – около 0,5 К.

Значения энергии сшивки функций Φ_T и Φ_{epi} зависят от параметра z теплового спектра и температуры $T_{нг}$ нейтронного газа и для рассмотренных случаев лежат в диапазоне $0,178 < E_b < 0,330$ эВ при $2 < z < 30$ и $330 < T_{нг} < 765$ К. При $z < 2$ и $E_b < 0,18$ эВ функции Φ_T и Φ_{epi} не пересекаются, что может быть вызвано ограниченностями моделей спектров.

При $z < 10$ коэффициенты формулы (4) для $T_{нг}(z)$ зависят от состава замедлителя (вода или графит), а погрешности увеличиваются из-за асимптотического характера функции $T_{нг}(z)$.

Статья подготовлена по результатам исследований, в которых активное участие

принимали Б.В. Ефимов, А.М. Демидов, В.И. Брызгалов и С.И. Коняев.

Список литературы

1. Demidov A.M., Efimov B.V., Ionov V.S., Dikarev V.S. Application of Unified Complex Activation Detectors for Measurements of Reactor Neutron Spectra. Proc. LIANS.98. Paper № 241, Long Island, .5-8 October, 1998.
2. Демидов А.М., Дикарев В.С., Ефимов Б.В., Ионов В.С., Марин С.В. Активационный метод измерения скоростей реакций и исследований параметров спектров нейтронов, основанный на применении унифицированных композиционных детекторов. Препринт РНЦ КИ № ИАЭ-6388/2, 2005.
3. Брызгалов В.И., Ефимов Б.В., Ионов В.С., Коняев С.И., Марин С.В. Определение параметров спектров нейтронов в обоснование применимости формализма Весткотта. Препринт РНЦ КИ № ИАЭ-6444/5, 2006.
4. Бартоломей Г.Г., Бать Г.А., Байбаков В.Д., Алхутлов М.С. Основы теории и методы расчёта ядерных энергетических реакторов. М.: Энергоиздат, 1982.
5. Алексеев Н.И., Большагин С.Н., Гомин Е.А., Городков С.С., Гуревич М.И., Калугин М.А., Кулаков А.С., Марин С.В., Новосельцев А.П., Олейник Д.С., Пряничников А.В., Сухино-Хоменко Е.А., Шкаровский Д.А., Юдкевич М.С. Статус MCU-5 // ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 2011, вып. 4, с. 4–23.
6. MATLAB 6.5 release 13. Mathworks 2002. CD.

Контактная информация –

Ионов Валерий Сергеевич, с. н. с., тел.: 8(916) 602-64-10, e-mail: ivs2010@yver.kiae.ru

Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 2012, вып. 4,
с. 13–17.

Восстановление нейтронного поля с учётом пространственной корреляции погрешности значений сечений

А.А. Семёнов, А.А. Дружаев, Н.В. Щукин,
НИЯУ "МИФИ", 115409, Москва, Каширское ш., 31
Поступила в редакцию 04.07.2012 г.

Проведено исследование способа восстановления поля нейтронов в реакторе с учётом пространственной корреляции погрешности значений сечений. Показана более высокая точность этого метода по сравнению с классическим подходом к восстановлению. Предложен эффективный способ использования данного подхода. Проведены оценки эффективности для критического стенда РБМК.

Ключевые слова: восстановление поля нейтронов, погрешности значений сечений, корреляции, критический стенд РБМК.

Neutron Field Reconstruction Taking into Account Spatial Correlation of Cross-Section Value Error. A.A. Semyonov, A.A. Druzhaev, N.V. Schukin, National Research Nuclear University "MEPhI", 31, Kashirskoe Sh., Moscow, 115409.

The study of reactor neutron field reconstruction method taking into account spatial correlation of cross-section value error was carried out. Less error of this method in comparison with classical reconstruction method was shown. Effective way of using this method was offered.

Key Words: Neutron Field Reconstruction, Cross-Section Value Errors, Correlations, Critical Assembly LWGR.

Введение

В настоящее время для энергетических реакторов всех типов обязательен контроль их состояния в реальном времени. Контролируются важные для безопасности параметры, такие как температура топлива, герметичность оболочек твэлов, исправность внутриреакторных датчиков и т.п. При этом судить о значениях этих параметров приходится по сигналам реакторных датчиков. Поскольку перечень изменяемых параметров не совпадает с перечнем измеряемых, приходится применять математическую процедуру восстановления значений неизвестных.

Данная процедура обычно использует априорные знания как о структуре объекта (математическая модель объекта), так и о возможных отклонениях математической модели от действительности (модель шумов или ошибок). Результаты оценки параметров существенно зависят от модели как объекта, так и шумов.

В практике реакторных расчётов применяются два основных подхода к восстановлению.

1) Метод подгонки параметров:

$$\left. \begin{aligned} L(\mathbf{p}_1, \Phi) &= \mathbf{q}(\mathbf{p}_2); \\ M\Phi &= \mathbf{m}, \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

где L – оператор переноса, M – оператор расположения датчиков, Φ – вектор потока нейтронов, \mathbf{q} – вектор источника нейтронов, \mathbf{m} – вектор показаний датчиков, \mathbf{p}_1 и \mathbf{p}_2 – вектора подгоняемых параметров математической модели.

2) Метод линеаризации:

$$\left. \begin{aligned} L\Phi &= \mathbf{q}(\mathbf{p}_2); \\ M\Phi &= \mathbf{m}. \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

В методе подгонки параметров выделяются параметры \mathbf{p}_1 , \mathbf{p}_2 математической модели, значение которых известно с большой неопределённостью. Подбираются значения этих параметров, обеспечивающие минимизацию отклонения результатов расчётов от результатов измерений.

Метод линеаризации является частным случаем метода подгонки параметров, в котором подгоняемыми параметрами служат объёмные источники нейтронов и отклонения показаний датчиков. При решении задачи используется линеаризация по неизвестному нейтронному потоку. Популярность

этой методики обусловлена существованием эффективных вычислительных процедур определения этих параметров.

Оба эти подхода заметно ограничивают описание неопределённостей математической модели. Первый подход не позволяет учесть случайные флуктуации параметров, такие как флуктуации плотности воды при турбулентном течении теплоносителя через активную зону, поскольку количество таких отклонений велико и решение оптимизационной задачи такой большой размерности не представляется возможным. Второй подход описывает множественные случайные отклонения параметров, но не позволяет описать ошибки, возникающие по общей причине, например, изменения плотности, связанные с неопределённостью давления в I контуре.

В данной работе предлагается подход, сочетающий достоинства обоих методов – возможность расчёта большого количества поправок и учёта отклонений, возникающих по общей причине.

1. Способы восстановления поля нейтронов

Задача восстановления нейтронного поля в реакторе относится к классу некорректно поставленных задач и для приемлемой оценки искомого вектора потока нейтронов требует привлечения как априорно заданной информации в виде математической модели реакторной установки, так и данных, полученных с датчиков внутриреакторного контроля. Все эти данные имеют случайные погрешности, и для восстановления поля нейтронов с учётом данных такого типа может применяться метод Байеса.

Оценка искомого вектора по методу Байеса определяется формулой [1]

$$\varphi_r = \left(L^T K_1^{-1} L / \sigma^2 + M^T K_2^{-1} M / \sigma_a^2 \right)^{-1} \times \left(L^T K_1^{-1} \varphi_f / \sigma^2 + M^T K_2^{-1} \varphi_d / \sigma_a^2 \right), \quad (3)$$

где φ_r – вектор восстановленного потока нейтронов, φ_f – вектор потока нейтронов физического расчёта, φ_d – вектор измеренного потока нейтронов (в местах располо-

жения датчиков), σ^2 – дисперсия вектора потока нейтронов физического расчёта, σ_a^2 – дисперсия вектора измеренного потока нейтронов, K_1 – ковариационная матрица компонентов вектора неопределённости физического расчёта, K_2 – ковариационная матрица компонентов вектора измеренного потока нейтронов.

Близкие подходы к восстановлению поля нейтронов используются при эксплуатации ядерных реакторов и реализованы в нескольких программных средствах: ХОРТИЦА, КРУИЗ – для реакторов типа ВВЭР, ПРИЗМА, POLARIS, ТРОУКА – для реакторов типа РБМК.

Для применения байесовского подхода необходима математическая модель этих погрешностей. Обычная практика при восстановлении полей – принять, что по объёму активной зоны распределён случайный источник нейтронов с нормальным распределением и отсутствием пространственных и временных корреляций. Такой подход приводит к вычислительно эффективной процедуре восстановления полей, но, очевидно, слабо учитывает реальную физическую природу возникновения погрешностей.

Погрешность физического расчёта активной зоны реактора вызвана погрешностью в макроскопических сечениях, в свою очередь вызванной погрешностью, с которой известны ядерные концентрации нуклидов и микросечения. Таким образом есть основания ожидать наличия значительных пространственных корреляций в погрешностях значений используемых сечений.

Для проверки этой коррелированности проанализированы данные, полученные при имитации выгорания топлива на тренажёре ВВЭР-1000. Моделировалась кампания реактора, сохранено несколько тысяч реализаций полей нейтронов в реакторе. На рис. 1 представлены результаты кластеризации для шестого из 10 высотных слоёв активной зоны ВВЭР-1000. Из рис. 1 видно, что контрольные объёмы разбиваются на небольшое количество сильно коррелированных групп, при этом картограмма положения групп не совпадает с картограммой

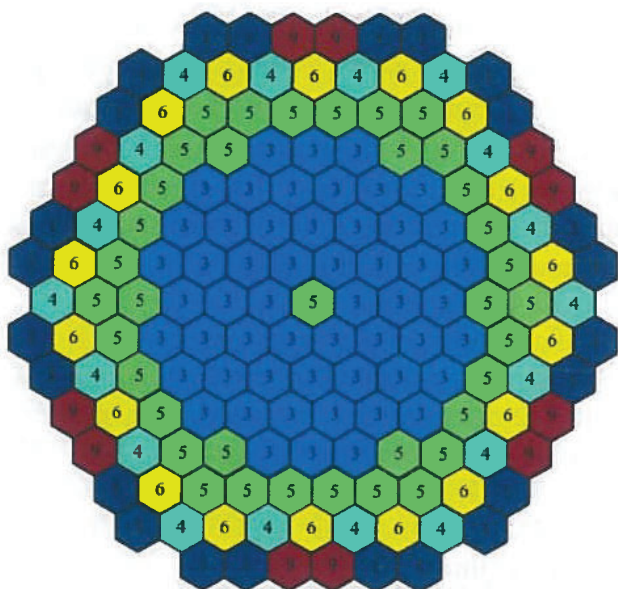


Рис. 1. Результат кластеризации полей ВВЭР-1000 (цифра в ячейке означает номер кластера к которому принадлежит ячейка)

топливной загрузки.

Основная проблема учёта пространственных корреляций – огромная трудоёмкость обращения ковариационной матрицы и, как следствие, всей процедуры восстановления полей.

Предлагается применять модель погрешностей, содержащую два типа компонент.

1) Случайный шум – все ТВС в реакторе считаются независимыми и погрешности макроскопических сечений в каждой точке активной зоны различны. Данная погрешность определяется флуктуациями свойств активной зоны, например, хаотическим изменением плотности воды, расстоянием между твэлами и т.п.

2) Полностью коррелированный шум – погрешности макроконстант в ТВС одного типа одинаковы по знаку и близки по абсолютному значению. Данный вид возмущений представляется как постоянная по времени “форма-функция”, умноженная на случайное число (изменяющуюся во времени амплитуду). Эта погрешность связана с наличием методических ошибок при расчёте макросечений и их зависимостей от свойств среды. Она описывает возмущения, возникающие по общей причине, например, идентичность методической ошибки расчёта макроскопических сечений для кассет одного типа, синхронность изменения плотности при изменении напора ГЦН и т.п.

С точки зрения математики это означает, что в формуле (3) матрица K_1 имеет разный вид: в первом случае эта матрица диагональная, во втором – заполнена.

Возможны различные методы получения коэффициентов матрицы K_1 . Рассмотрены два способа: статистический эксперимент и квазикорреляционный метод.

При расчете методом статистического эксперимента рассмотрена задача с источником

$$L\phi = q. \quad (4)$$

Принималось, что оператор переноса точно неизвестен, поэтому формула (2) примет следующий вид:

$$(L + \delta L)\phi = q; L\phi = q - \delta L\phi, \quad (5)$$

где δL – возмущение оператора переноса, которое моделировалось путём внесения псевдослучайных возмущений в сечение поглощения.

Набрав большое количество реализаций правой части формулы (5), можно посчитать ковариационную матрицу для данного набора векторов. Эта матрица и будет матрицей K_1 [2].

Также ковариационную матрицу K_1 в случае учёта корреляции погрешности значений используемых сечений можно выразить через матрицу K_1 для случая без учёта корреляции следующим образом (квазикорреляционный метод) [3]:

$$K_{1c} = K_{1r} + \sum_{i=0}^N \delta_i p_i^T p_i, \quad (6)$$

где K_{1c} – матрица K_1 в случае коррелированного шума, K_{1r} – матрица K_1 в случае случайного шума, δ_i – относительная величина погрешности значений применяемых макросечений, N – количество различных типов ТВС, p_i – распределение корреляций по ТВС типа i .

Изменение среднеквадратической погрешности восстановления нейтронного поля при учёте пространственных корреляций погрешности значений используемых сечений оценено на одномерной модельной задаче, которая представляла собой среду с равномерно распределённым источником нейтронов, состоящую из 2-х зон с разным сечением поглощения нейтро-

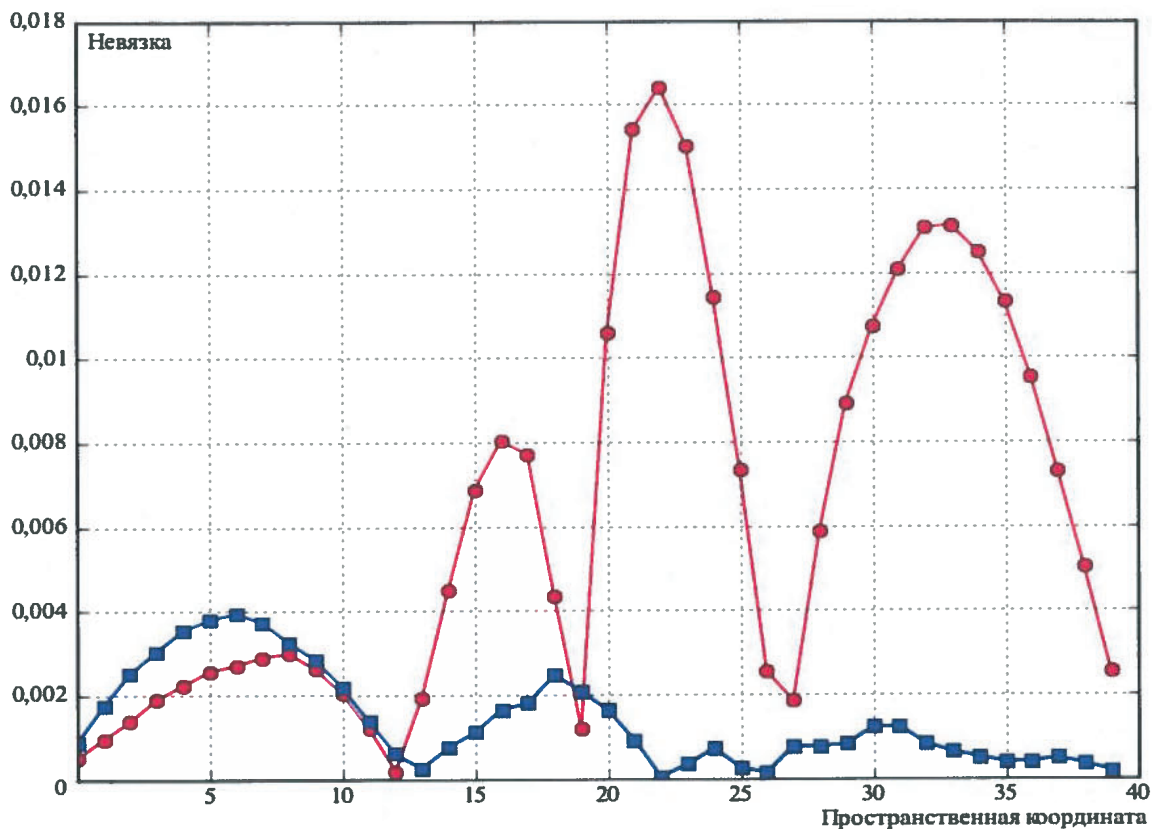


Рис. 2. Распределение невязок поля нейтронов по зоне: ■ — ошибка восстановления для метода с учётом корреляций, ● — ошибка восстановления для метода без учёта корреляций

нов. В каждой зоне находится по одному датчику нейтронов.

В значения этих сечений вносились возмущения, нормально распределённые с дисперсией 5%. Промоделировано 10 тысяч таких возмущений и посчитана ковариационная матрица для возмущённого источника (правая часть формулы (5)). Далее эта матрица применена для восстановления поля нейтронов по методу Байеса (формула (3)). Ошибка восстановления поля нейтронов приведена на рис. 2.

Из представленного рис. 2 видно, что учёт корреляций погрешности значений сечений ведёт к снижению погрешности восстановления поля нейтронов.

В вышеописанном случае ковариационная матрица K_1 получена точным методом, но его использование для расчёта реальных моделей слишком трудоёмко, поскольку размерность реальных задач намного больше, поэтому для реальных моделей целесообразней применять квазикорреляционный метод.

Разработанная программа использована для оценки уменьшения погрешности в ус-

ловиях реальных реакторных систем. Эти задачи потребовали разработать и включить в код эффективный метод обращения ковариационной матрицы K_1 , так как при учёте пространственной корреляции погрешности в значениях применяемых сечений она становится заполненной, а её размерность настолько велика, что делает неэффективными прямые методы обращения.

2. Влияние учёта пространственной корреляции погрешности значений используемых сечений на точность восстановления поля нейтронов

Для изучения характера влияния пространственной корреляции погрешности значений применяемых сечений на точность восстановления поля нейтронов в реакторе рассмотрена модель критического стенда РБМК [4] (рис. 3) с помещёнными внутри него датчиками (рис. 4).

Дополнительно написан программный модуль, решающий условно-критическую задачу и проводящий восстановление как с учётом, так и без

	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	
P18																			P18
P17		2И	2,0	P7	2,0	2,0	2,0	K1	2,0	2,0	2,0		2,0	2,0	2,0	K5	2И		P17
P16		2,0	2И	2,0	ДП	2,0	2И	2,0	ДП	2,0	2И	2,0	ДП	2,0	2И	2,0	ДП		P16
P15		K3	2,0	2,0	2,0	A3	2,0	2,0	2,0	P1	2,0	2,0	2,0	A7	2,0	2,0	2,0		P15
P14		2,0	ДП	2,0	2,0	2,0	ДП	2,0	2,0	2,0	ДП	2,0	2,0	2,0	ДП	2,0	2,0		P14
P13		2,0	2,0	A5	2,0	2,0	2,0	ИС	2,0	2,0	2,0	ИС	2,0	2,0	2,0		2,0		P13
P12		2,0	2И	2,0	ДП	2,0	2И	2,0	ДП	2,0	2И	2,0	ДП	2,0	2И	2,0	ДП		P12
P11		P5	2,0	2,0	2,0	ИС	2,0	2,0	2,0	A1	2,0	2,0	2,0	P3	2,0	2,0	2,0		P11
P10		2,0	ДП	2,0	2,0	2,0	ДП	2,0	2,0	2,0	ДП	2,0	2,0	2,0	ДП	2,0	2,0		P10
P9		2,0	2,0	P4	2,0	2,0	2,0	K7	2,0	2,0	2,0	ИС	2,0	2,0	2,0	P6	2,0		P9
P8		2,0	2И	2,0	ДП	2,0	2И	2,0	ДП	2,0	2И	2,0	ДП	2,0	2И	2,0	ДП		P8
P7			2,0	2,0	2,0	ИС	2,0	2,0	2,0	ИС	2,0	2,0	2,0	A6	2,0	2,0	2,0		P7
P6		2,0	ДП	2,0	2,0	2,0	ДП	2,0	2,0	2,0	ДП	2,0	2,0	2,0	ДП	2,0	2,0		P6
P5		2,0	2,0	A2	2,0	2,0	2,0	K8	2,0	2,0	2,0	A4	2,0	2,0	2,0	K4	2,0		P5
P4		2,0	2И	2,0	ДП	2,0	2И	2,0	ДП	2,0	2И	2,0	ДП	2,0	2И	2,0	ДП		P4
P3		K6	2,0	2,0	2,0		2,0	2,0	2,0	K2	2,0	2,0	2,0	P8	2,0	2,0	2,0		P3
P2		2И	ДП	2,0	2,0	2,0	ДП	2,0	2,0	2,0	ДП	2,0	2,0	2,0	ДП	2,0	2И		P2
P1																			P1

Рис. 3. Картограмма загрузки критического стенда РБМК: 2,0 – ТВС с обогащением 2 %, 2И – ТВС с обогащением 2 % и с имитаторами интенсификаторов теплообмена, ДП – дополнительный поглотитель, ИС – имитатор стержня СУЗ, А – стержень АЗ, К – стержень КО, Р – стержень РО

учёта пространственных корреляций. Поток тепловых нейтронов в рассматриваемом критическом стенде, полученный с помощью этого модуля, представлен на рис. 5.

Для сравнения способов восстановления использовался следующий подход. Бралось исходные макросечения рассматриваемого стенда РБМК, по ним находилось распределение потока нейтронов в стенде. Этот расчёт принимался за невозмущённый физический расчёт. Далее значения исходных макросечений изменялись случайным образом так, чтобы величина изменения была не более 5 % от исходного значения и

изменения макропараметров одного типа для одинаковых типов ячеек были одинаковы. Далее по этим макросечениям найдено новое распределение потока нейтронов в стенде.

Полученное распределение потока нейтронов бралось за *реальное*, которое реализуется в стенде. Из этого распределения также набирались значения, полученные по датчикам. На следующем шаге проведено восстановление поля нейтронов двумя способами: с учётом и без учёта пространственной корреляции погрешности значений применяемых сечений. На рис. 6 представлена зависимость относительной ошибки в

	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18		
8	P18	Д			Д				Д				Д					Д	P18	
7	P17																		P17	
6	P16			Д			Д				Д					Д			P16	
5	P15																		P15	
4	P14	Д			Д				Д				Д					Д	P14	
3	P13																		P13	
2	P12			Д			Д				Д					Д			P12	
1	P11																		P11	
0	P10	Д			Д				Д				Д					Д	P10	
	P9																		P9	
	P8			Д			Д				Д					Д			P8	
	P7																		P7	
	P6																		P6	
	P5	Д			Д				Д				Д					Д	P5	
	P4																		P4	
	P3			Д			Д				Д					Д			P3	
	P2																		P2	
	P1	Д			Д				Д				Д					Д	P1	
		1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	

Рис. 4. Картограмма расположения датчиков (Д – датчик)

определении потока нейтронов для ряда № 5 (все сравнения проводились с реальным распределением).

На следующем этапе проводилось сравнение эффективностей рассматриваемых методов восстановления. Под эффективностью метода понимается отношение СКО восстановленного поля от реального к СКО физического расчётного поля от реального. Рассмотрено около 10 000 случайных возмущений и эффективность метода определялась как среднее значение от эффективностей в каждой из реализаций.

В результате расчётов определено, что эффективность метода восстановления нейтронного поля по методу с учётом корреляций в погрешностях сечений в 1,3...1,4 раза выше, чем по методу без учёта корреляций.

Значение эффективности не является абсолютным и может измениться при рассмотрении другой модели.

3. Способ аппроксимации ковариационной матрицы

Предложен эффективный способ обращения корреляционной матрицы для восстановления поля с учётом корреляций (6). Обратная корреляционная матрица может быть найдена, используя следующее утверждение.

Пусть невырожденная матрица \mathbf{K} имеет вид $\mathbf{K} = \mathbf{K}_d + \sum_{i=0}^N \delta_i \mathbf{p}_i \mathbf{p}_i^T$, где \mathbf{K} – обращаемая матрица, \mathbf{K}_d – диагональная матрица, \mathbf{p}_i – набор взаимноортогональных векторов, N – количество векторов \mathbf{p}_i .

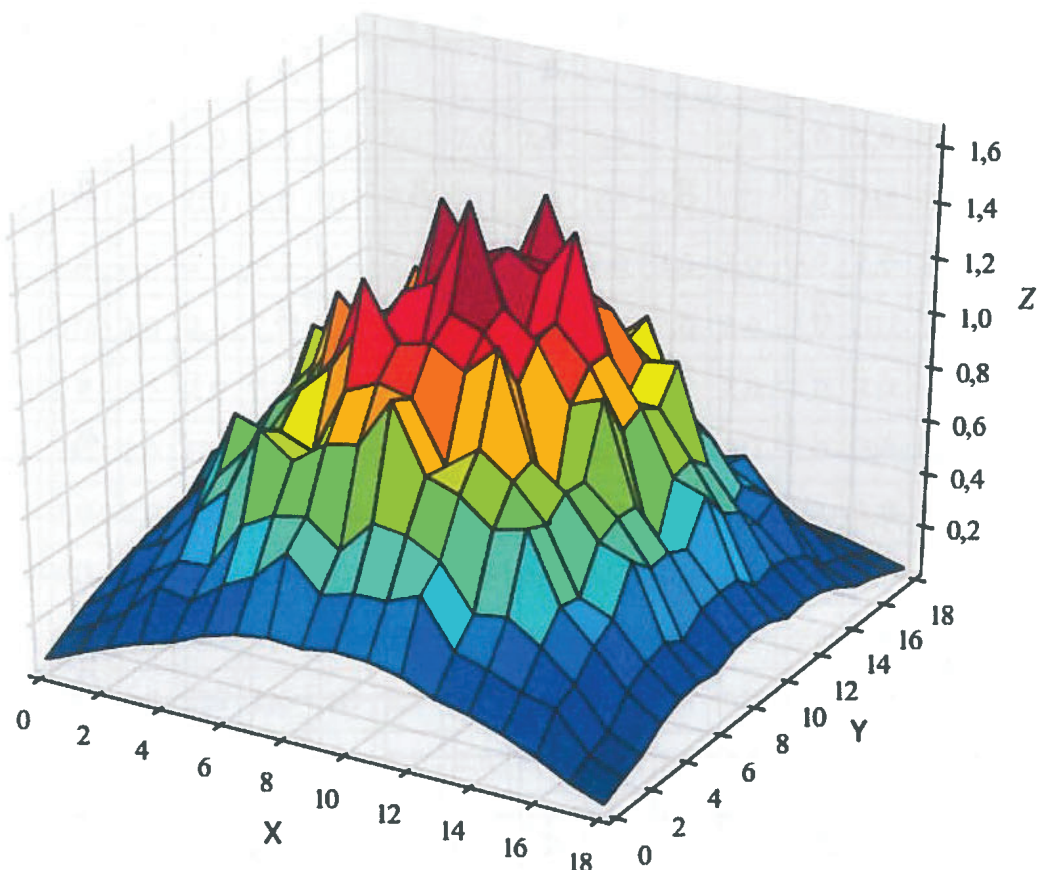


Рис. 5. Поток тепловых нейтронов в критическом стенде (по оси Z)

Тогда матрица \mathbf{K}^{-1} выглядит следующим образом:

$$\mathbf{K}^{-1} = \mathbf{K}_d^{-1} + \sum_{i=0}^N k_i \mathbf{p}_i^T \mathbf{p}_i,$$

где k_i – коэффициент, который может быть найден следующим образом:

$$k_i = -\delta_i / (1 + \delta_i N_i / d),$$

где N_i – количество ячеек типа i , d – среднее значение диагональных элементов в корреляционной матрице для метода восстановления без учёта корреляций.

Заключение

Рассмотренные примеры показывают, что настало время, когда неизбежный процесс совершенствования математических моделей привёл к необходимости совершения качественного скачка в моделировании. По нашему мнению, его нельзя будет совершить без совершенствования моделей неопределённостей расчётных программ, описывающих ядерные реакторы. Как показано, их развитие позволяет не только оценить неопределённость получаемых результатов, но и существенно снизить эту неопределённость, при этом она становится подконтрольной разработчику программ.

Однако движение по этому пути не может совершаться экстенсивно только за счёт роста мощности программных средств, оно потребует разработки новых методов расчёта для:

- оценки параметров моделей неопределённостей по экспериментальным данным,
- решения обратных задач реакторной физики при использовании более сложных моделей неопределённости параметров,
- оценки неопределённости получаемых расчётных результатов.

В статье предложена модель неопределённостей, основанная на разложении неопределённости исходных данных на полностью коррелированные составляющие и случайный некоррелированный шум.

Показано, что такая модель допускает эффективное с вычислительной точки зрения решение обратной задачи переноса нейтронов.

На примере критической сборки РБМК достигнуто снижение неопределённости в

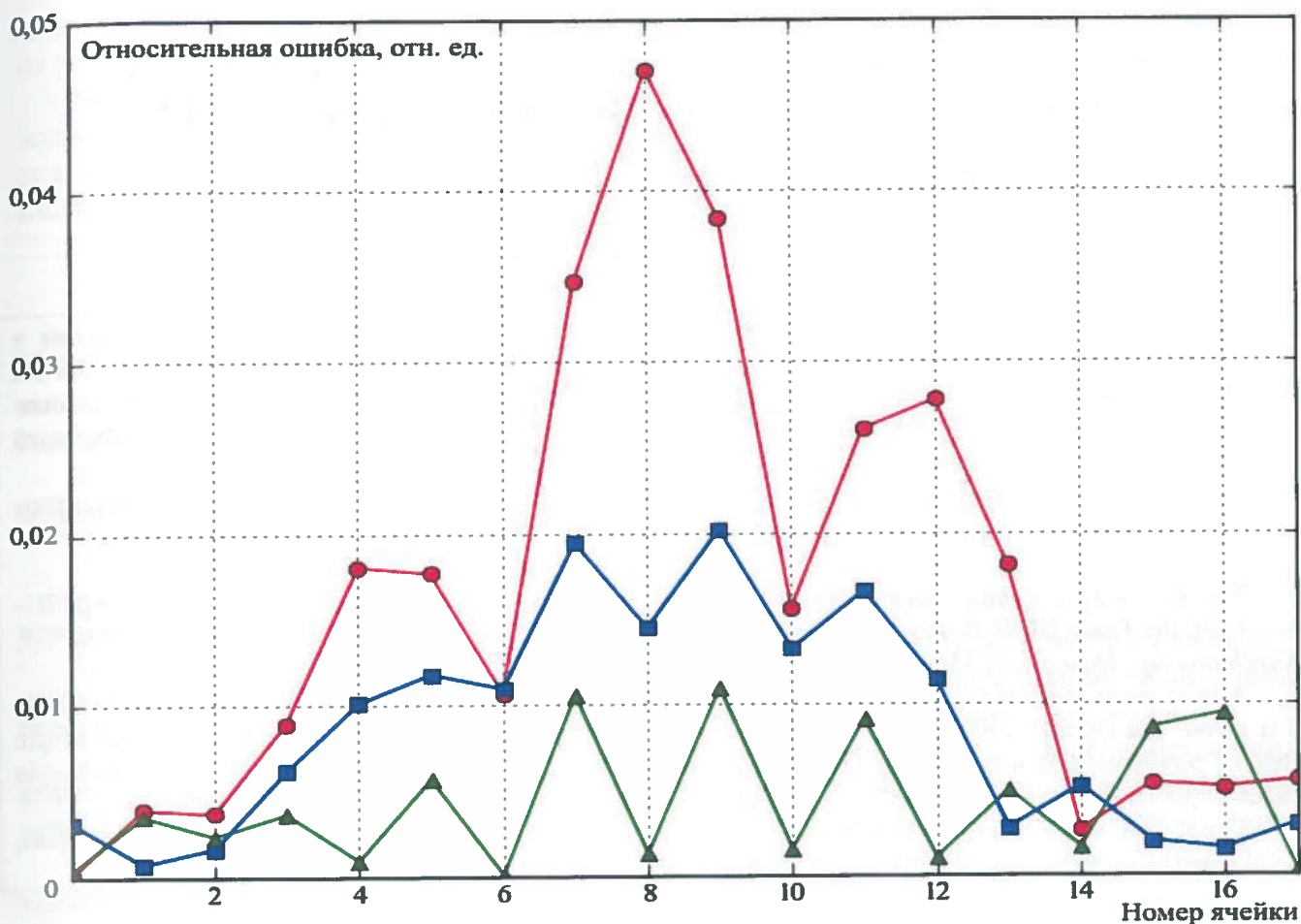


Рис. 6. Относительная ошибка различных методов восстановления: ● – относительная разница реального и физического расчётного полей нейтронов, ■ – ошибка восстановления для метода без учёта корреляций, ▲ – ошибка восстановления для метода с учётом корреляций

восстановленных полей энерговыделения в 1,3...1,4 раза.

Разработка моделей неопределённости, оценка их параметров по эксплуатационным данным, оценка неопределённостей расчётных результатов, количественная оценка эффективности новых подходов для ядерных реакторов различных типов представляются наиболее актуальными задачами, ожидающими своего решения.

Данная статья является результатом научно-исследовательской работы, выполняемой в рамках ФЦП “Научные и научно-педагогические кадры инновационной России в 2009-2013 гг.”

Список литературы

1. *Крянев А.В., Лукин Г.В.* Метрический анализ и обработка данных. М.: Физматлит, 2010.

2. *Эйкхофф П.* Основы идентификации систем управления. М.: Мир, 1975.

3. *Семёнов А.А.* Развитие методов нелинейной идентификации и мониторинга активных зон ядерных реакторов. Дисс. на соиск. учёной степени. к. ф.-м. н. М.: МИФИ, 1999.

4. *Расчётное обоснование* рабочей программы экспериментов на стенде РБМК по исследованию начальной загрузки реактора 5-го блока Курской АЭС с использованием кластерных ДП. Научно-техн. отчет ЗАО НПФ “Нуклид”, рук. А.Н. Кузьмин. М.: 2002.

Контактная информация –
Друзаев Андрей Александрович – студент,
тел.: 8(926)497-19-50, e-mail: andreydruzhaev@gmail.com

Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 2012, вып. 4,
с. 18–25.

Методика восстановления потвэльных полей энерговыделения в активной зоне реактора типа ВВЭР для программы БИПР-8

П.В. Гордиенко, А.В. Коцарев, М.П. Лизоркин,
 НИЦ "Курчатовский институт", 123182, Москва, пл. Курчатова, 1
 Поступила в редакцию 04.04.2012 г.

Приводятся краткое описание методики восстановления потвэльных полей энерговыделения в программе БИПР-8 и использующийся при нодальном расчёте активной зоны алгоритм программы БИПР-8, на котором основывается восстановление потвэльных полей энерговыделения. Даются описание и результаты проверочного расчёта с использованием модуля восстановления потвэльных полей энерговыделения и программы ТВС-М.

Ключевые слова: потвэльное поле энерговыделения, методика восстановления поля, константное обеспечение, пробные функции, асимптотическая и переходная моды решения, проверочный расчёт.

The Recovery Procedure of Pin-by-Pin Fields of Power Distribution in the Core of VVER Type Reactor for the Code BIPR-8. P.V. Gordienko, A.V. Kotsarev, M.P. Lizorkin, NRC "Kurchatov Institute", 1, Kurchatov Sq., Moscow, 123182.

A brief description of the recovery procedure of pin-by-pin fields of power distribution in the code BIPR-8 is given. The algorithm of the code used for nodal calculation of the core and for the recovery of pin-by-pin field of power distribution is given. The description and results of verification of the recovery of pin-by-pin fields of power distribution and the TVS-M code are outlined.

Key Words: Pin-by-Pin Field of Power Distribution, the Procedure of Field Recovery, Constant Support, Trial Functions, Asymptotic and Transient Solution Modes, Verification.

Введение

Целью восстановления полей энерговыделений является обеспечение возможности контроля проектных ограничений в стационарных расчётах и учёт деформации потвэльного поля энерговыделения при расчёте переходных процессов по модели трёхмерной кинетики. Это позволит отказаться от дополнительного консерватизма при расчётах реактивных аварий, связанного с нодальным расчётом энерговыделения. Полученное описание полей планируется применять при термомеханическом расчёте ТВС в переходных процессах.

Используя восстановление поля энерговыделения, предполагается получать потвэльные энерговыделения для всей активной зоны реактора по программе БИПР-8 [1]. Для проверки применяемой методики и нового модуля программы БИПР-8 проведён первый проверочный расчёт, в котором сравнивались потвэльные поля энерговыделения для одной кассеты, полученные по программам ТВС-М и БИПР-8. В дальней-

шем планируется проведение более сложных проверочных расчётов, в том числе и расчётов всей активной зоны.

1. Свойства алгоритма программы БИПР-8, позволяющие поставить задачу о восстановлении потвэльного энерговыделения

Программа БИПР-8 проводит стационарные и нестационарные нодальные расчёты активной зоны реакторов типа ВВЭР. Нодальный метод предусматривает введение представления о поведении решения внутри нода. Для гомогенных нодов это решение является аналитическим решением диффузионного уравнения с точностью до количества функций разложения.

Для гомогенизированных нодов это решение даёт макроход поля по ноду, на который можно наложить распределение локальных энерговыделений с учётом профилирования обогащений, наличия твэгов, трубок и других неоднородностей. Основная задача – реализация такого наложения,

анализ и обоснование точности полученного потвэльного распределения.

Расчёт осуществляется в двух энергетических группах. Активная зона реактора поделена на шестигранные ноды, в радиальном направлении размеры которых сов-

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{div} D_F \operatorname{grad} \Phi_F - \sum_F^a \Phi_F - \sum_F^r \Phi_F + (\nu \sum_F^f \Phi_F + \nu \sum_T^f \Phi_T) / k_{\text{eff}} = 0; \\ \operatorname{div} D_T \operatorname{grad} \Phi_T - \sum_T^a \Phi_T + \sum_F^r \Phi_F = 0 \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

обозначения традиционные: Φ_F и Φ_T – потоки соответственно быстрых и тепловых нейтронов.

Код БИПР-8 производит замену переменных в следующем виде:

$$\Phi_F = X + tY, \quad \Phi_T = rX + Y.$$

Здесь t и r – константы, использующиеся при замене переменных.

Тогда система уравнений (1) сводится к следующей: $\left. \begin{aligned} \Delta X + \alpha^2 X = 0; \\ \Delta Y - \nu^2 Y = 0, \end{aligned} \right\}$ где X и Y –

асимптотическая и переходная моды решения.

В коде БИПР-8 применяются азимутальные пробные функции для описания распределения потока нейтронов внутри расчётных ячеек с учётом соответствующих условий сшивки решений на границах.

Радиально-азимутальная составляющая асимптотической моды состоит из семи пробных функций:

$$X_r(r, \varphi) = \sum_{m=0}^6 A_m Z_m(r) \cos(m\varphi - \delta_m), \quad (2)$$

где δ_m – сдвиги фаз; A_m – весовые факторы; r и φ – координаты точки, в которой определяется асимптотическая мода потока нейтронов (началом координат служит центр рассматриваемого нода); Z_m – набор пробных функций, удовлетворяющих диффузионному уравнению (в случае однородных нодов эти пробные функции есть функции Бесселя):

$$Z_m(r) = \begin{cases} J_m(B_r r), & B_r^2 > 0; \\ I_m(B_r r), & B_r^2 < 0, \end{cases} \quad \alpha^2 = B_r^2 + B_z^2,$$

α^2 – материальный параметр, B_r^2 и B_z^2 – кривизны асимптотической моды поля нейтронов в радиальном и аксиальном направлениях, соответственно.

падают с размерами топливной кассеты, в аксиальном направлении реактор делится на десять слоёв.

Для системы двухгрупповых диффузионных уравнений вида

Амплитуды пробных функций определяются из условий непрерывности тока и потока на общих границах соседних ячеек.

2. Восстановление асимптотической моды

Для каждого нода код БИПР-8 определяет средние двухгрупповые потоки внутри нода и для каждой из границ нода – средние потоки на границах двух нодов.

Средние потоки в ноде определяются итерационной процедурой из уравнения баланса, к которому приводят условия сшивки потоков и токов нейтронов на боковых и торцевых поверхностях граничащих друг с другом шестигранных призм.

Перепишем выражение (2) для асимптотической моды в следующей форме:

$$X_r(r, \varphi) = \sum_{m=0}^6 (A_m \cos(\delta_m) Z_m(r) \cos(m\varphi) + A_m \sin(\delta_m) Z_m(r) \sin(m\varphi)).$$

Положение каждого твэла внутри рассматриваемого нода определяется длиной радиус-вектора r , проведённого из центра нода до твэла, и углом φ наклона радиус-вектора.

Для координат каждого твэла можно определить значения всех семи функций Бесселя, применяемых в асимптотической моде, разложив их в ряд. Общая формула [2], справедливая для разложения в ряд функций $J_n(z)$, при целом положительном или равном нулю n имеет следующий вид:

$$J_n(z) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k}{k!(k+n)!} \left(\frac{z}{2}\right)^{n+2k}.$$

Таким образом, при сохранении двух первых членов разложения пробные функции имеют следующий вид:

$$\begin{aligned}
J_0(B,r) &= 1 - 0,5(B,r)^2 + 0,015625(B,r)^4; \\
J_1(B,r) &= \text{Bes}(1,1)(B,r) + \text{Bes}(1,2)(B,r)^3; \\
J_2(B,r) &= \text{Bes}(2,1)(B,r)^2 + \text{Bes}(2,2)(B,r)^4; \\
J_3(B,r) &= \text{Bes}(3,1)(B,r)^3 + \text{Bes}(3,2)(B,r)^5; \\
J_4(B,r) &= \text{Bes}(4,1)(B,r)^4 + \text{Bes}(4,2)(B,r)^6; \\
J_5(B,r) &= \text{Bes}(5,1)(B,r)^5 + \text{Bes}(5,2)(B,r)^7; \\
J_6(B,r) &= \text{Bes}(6,1)(B,r)^6 + \text{Bes}(6,2)(B,r)^8,
\end{aligned}$$

где $\text{Bes}(I, J)$ – коэффициенты разложения в ряд. Коэффициенты $\text{Bes}(I, J)$, используемые при разложении пробных функций в ряд, показаны в таблице.

Т а б л и ц а . Коэффициенты разложения пробных функций в ряд

$J \setminus I$	1	2
1	0,5	- 6.25E-02
2	0,125	- 1.0416667E-02
3	2.0833334E-02	- 1.3020834E-03
4	2.6041667E-03	- 1.3020834E-04
5	2.6041668E-04	- 1.0850695E-05,
6	2.1701389E-05	- 7.7504961E-07

3. Восстановление переходной моды

Быстро затухающая при удалении от границы раздела сред переходная мода Y решения $Y(r) = Y^\gamma e^{-\nu(h/2-r)}$, где Y^γ – значение функции Y на границе раздела двух соседних ячеек, определяемое кодом БИПР-8 в процессе нодального расчёта; h – шаг шестигранной призмы (нода); ν – собственное число для асимптотической моды решения, также определяющееся при нодальном расчёте.

Таким образом, можно определить значения переходной моды Y на сетке твэлов внутри нода.

4. Подготовка потвэльной библиотеки

Для нахождения потвэльных энерговыделений в реакторе с помощью восстановленных внутри нодов полей нейтронов применяется специально подготовленная программой ТВС-М [3] двухгрупповая библио-

тека потвэльных относительных энерговыделений.

Используя библиотеки ядерных данных, ТВС-М готовит многогрупповые потвэльные макроскопические сечения энерговыделения в кассете $\varepsilon_i \sum_i^f = \sum_k \{ \varepsilon_k^i \sigma_k^i \rho_k \}$,

где $i = 1 \dots 48$ – номер энергетической группы; k – индекс изотопа, входящего в твэл и участвующего в процессе энерговыделения при делении; σ_k^i – микроскопическое сечение энерговыделения i -й энергетической группы для изотопа с индексом k ; ρ_k – атомная плотность изотопа с индексом k ; ε_k^i – выход энергии при делении изотопа с индексом k для энергетической группы i .

Индекс твэла опущен, так как в этом разделе идёт речь только о потвэльных константах.

Затем сечения энерговыделения усредняются до двух групп (далее в обозначениях суммируемое выражение идёт в фигурных скобках после знака суммы):

$$\varepsilon \sum_T^f = \frac{\sum_{i \in T} \{ \varepsilon \sum_i^f \Phi_i \}}{\sum_{i \in T} \{ \Phi_i \}}; \quad \varepsilon \sum_F^f = \frac{\sum_{i \in F} \{ \varepsilon \sum_i^f \Phi_i \}}{\sum_{i \in F} \{ \Phi_i \}},$$

где Φ_i – нейтронный поток i -й группы, T – индекс тепловой группы, F – индекс быстрой группы.

Полученные двухгрупповые сечения умножаются на относительный поток в твэле. Обозначим полученную величину относительным потвэльным сечением E_T энерговыделения:

$$\begin{aligned}
E_T &= \frac{\varepsilon \sum_T^f}{\Phi_T} = \frac{\sum_{i \in T} \{ \varepsilon \sum_i^f \Phi_i \}}{\sum_{i \in T} \{ \Phi_i \}} \frac{\sum_{i \in T} \{ \Phi_i \}}{\sum_K \left\{ \sum_{i \in T} \Phi_i \right\}} = \\
&= \sum_{i \in T} \{ \varepsilon \sum_i^f \Phi_i \} / \sum_K \left\{ \sum_{i \in T} \Phi_i \right\},
\end{aligned}$$

где суммирование с индексом K в знаменателе означает суммирование по всей кассете

Аналогично для быстрой группы

$$E_F = \frac{\varepsilon \sum_{i \in F} \Phi_i}{\Phi_F} = \frac{\sum_{i \in F} \{\varepsilon \sum_i \Phi_i\}}{\sum_{i \in F} \{\Phi_i\}} = \frac{\sum_{i \in F} \{\Phi_i\}}{\sum_{K} \left\{ \sum_{i \in F} \Phi_i \right\}} = \sum_{i \in F} \left\{ \varepsilon \sum_i \Phi_i \right\} / \sum_{K} \left\{ \sum_{i \in F} \Phi_i \right\}.$$

5. Получение потвэльного поля энерговыделений

Зная потвэльные потоки нейтронов и необходимые константы сечений, можно легко найти поле потвэльных относительных энерговыделений в ноде:

$$(K_k)_i = (E_F^i \Phi_F^i + E_T^i \Phi_T^i) / \bar{\varepsilon}_i,$$

где индекс i означает номер твэла внутри нода, $(K_k)_i$ — относительную мощность i -го твэла, $\bar{\varepsilon}_i$ — среднее энерговыделение в ноде.

6. Результаты первого проверочного расчёта восстановления

Для проверки правильной работы программных модулей, участвующих в расчёте восстановленного потвэльного поля энерговыделения в коде БИПР-8, проведён проверочный расчёт. По программе ТВС-М для тестовой кассеты получено поле потвэльных относительных энерговыделений, представленное на рис. 1.

В программе ТВС-М при расчёте кассеты в качестве граничного условия рассматриваемая кассета погружается в бесконечное окружение таких же кассет. В программе БИПР-8 активная зона реактора составлена из семи кассет рассматриваемого типа с условием нулевого тока на внешних границах, а в качестве результирующего выбрано поле энерговыделения в центральной кассете. Таким образом, для рассматриваемых кассет гра-

ничные условия расчётов по ТВС-М и БИПР-8 совпадают.

Результатом проверочного расчёта является относительная разница в процентах между полем энерговыделения, полученным по ТВС-М, и полем энерговыделения, восстановленным по программе БИПР-8:

$$DELTA_i = \left(\frac{K_{ki}^{БИПР} - K_{ki}^{ТВС-М}}{K_{ki}^{БИПР}} \right) \cdot 100\%.$$

Эта величина показана на рис. 2, откуда видно, что разница полей энерговыделения, полученных по программам ТВС-М и БИПР-8, не превышает 0,04 %.

Заключение

Для реализации описанной выше методики восстановления потвэльного поля энерговыделения разработан алгоритм, написаны модули на программном языке Фортран для кода БИПР-8 и проведён тестовый расчёт.

Результаты первого тестового расчёта, в котором сравнивались потвэльные поля энерговыделения, рассчитанные по программе БИПР-8 с использованием модуля, основанного на методике восстановления

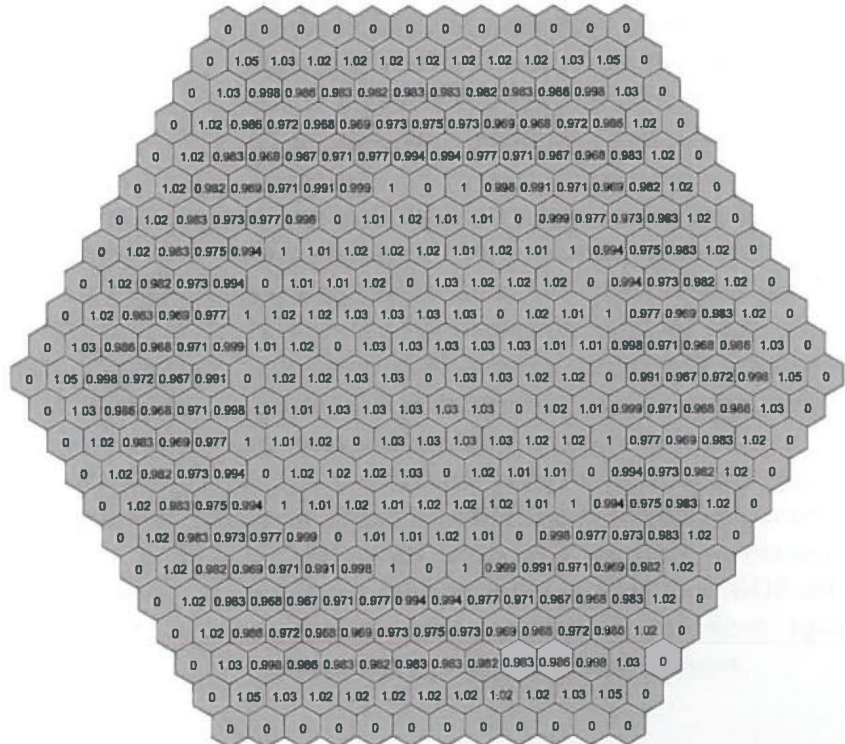


Рис 1. Поле относительных значений энерговыделения, полученных по программе ТВС-М

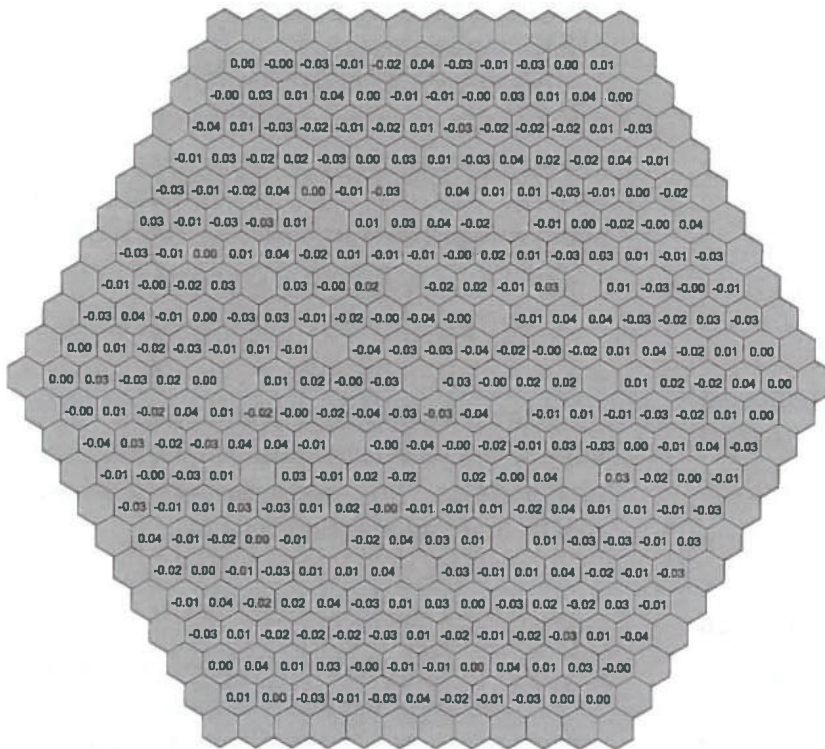


Рис. 2. Относительное расхождение потвэльных полей энерговыделения, полученных по программам БИПР-8 и ТВС-М, %

потвэльного поля энерговыделения, и программы ТВС-М, проводящей редкосеточные расчёты кассет реакторов типа ВВЭР, показывают относительное различие между результатами двух программ, не превышающее 0,04 %.

Это говорит о корректной работе нового модуля для программы БИПР-8 и правильности методики применительно к расчётам потвэльных полей в отдельных кассе-

тах. В дальнейшем планируется проводить тестовые расчёты для более сложных задач, в том числе для сборок, состоящих из нескольких разных кассет.

Список литературы

1. Лизоркин М.П., Новиков А.Н. Двухгрупповое редкосеточное нодальное уравнение баланса нейтронов программы БИПР-8 // Атомная энергия, июль 2008, т. 105, вып. 1, с. 8–13.
2. Ватсон Г.Н. Теория Бесселевых функций. Пер. со 2-го англ. издания В.С. Берман. М.: ИИЛ, 1949.
3. Sidorenko V.D. et al. Spectral Code TVS-M for Calculation of Characteristics of Cells, Supercells and Fuel Assemblies of VVER-Type Reactors, 5th Symp. of the AER, Dobogoko, Hungary, October

15-20, 1995.

Контактная информация –

Гордиенко Павел Владимирович, инженер,
тел.: (499)196-62-62, e-mail: gorpavel@vver.kiae.ru

Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 2012, вып. 4,
с. 26–30.

УДК 621.039.526

Уточнённая методика расчёта радиационного тепловыделения в реакторе БОР-60

А.В. Варивцев, И.Ю. Жемков,

ОАО "ГНЦ НИИАР", 433510, г. Димитровград-10 Ульяновской обл.

Поступила в редакцию 30.05.2012 г.

В результате расчётно-экспериментальных исследований по определению величины радиационного тепловыделения в реакторе БОР-60 выявлены недостатки используемых в настоящее время расчётных методов. Предложен алгоритм расчётного определения радиационного тепловыделения, устраняющий найденные недостатки.

Ключевые слова: облучательное устройство, радиационное тепловыделение, калориметр, гамма-квант, гамма-излучение, продукты деления.

Improved Method of Irradiation Heat Rate Calculation in BOR-60 Reactor. A.V. Varivtsev, I.Yu. Zhemkov, JSC "SSC RIAR", Ul'yanovsk region, Dimitrovgrad-10, 433510.

Calculations and experimental investigation of irradiation heat rate in reactor BOR-60 reveals drawbacks of today's calculational methods. The algorithm for irradiation heat rate calculations, which allows to eliminate these drawbacks, is proposed.

Key Words: Irradiation Rig, Radiation Heat Rate, Calorimeter, Gamma Quantum, Gamma Radiation, Fission Products.

Введение

В последние годы заметно возрос объём научно-исследовательских и опытно-конструкторских работ в обоснование проектов перспективных ядерных реакторов на быстрых нейтронах. Значительную часть этих работ составляют реакторные испытания новых конструкционных материалов, призванных эксплуатироваться в агрессивных условиях.

Обоснование гарантируемого ресурса эксплуатации изделий и устройств из этих материалов требует надёжной информации об изменении их исходной структуры, механических свойств, химического состава в результате воздействия реакторного излучения, температуры и среды. Получить такую информацию можно только с помощью реакторных испытаний образцов материалов при заданных условиях с контролируемыми параметрами.

Из всего парка отечественных исследовательских реакторов по нейтронно-физическим характеристикам (НФХ) и температурным режимам для испытаний материалов быстрых реакторов более всего подходит исследовательский реактор на быстрых

нейтронах БОР-60. В то же время по ряду причин возможности реактора БОР-60 в части контроля условий облучения ограничены. В связи с этим требуется постоянно совершенствовать расчётные методики определения параметров испытаний образцов материалов, в частности, такой важной характеристики, как температура облучаемых образцов.

Температура облучаемых образцов в свою очередь зависит от конструкции применяемого облучательного устройства (ОУ) и радиационного тепловыделения как в самих образцах, так и в материалах устройства. Следовательно, для повышения точности расчёта температуры облучаемых образцов актуальна задача снижения неопределённостей расчётных оценок радиационного тепловыделения в ОУ.

В настоящей работе приведены результаты исследований, цель которых состояла в уточнении методики расчёта радиационного тепловыделения в реакторе БОР-60 с помощью современных комплексов программ и экспериментальных данных.

1. Описание эксперимента

Уточнение расчётных методик возможно лишь с использованием экспериментальных данных, полученных в результате выполнения прямых внутриреакторных измерений. Однако проведение реакторного эксперимента требует длительного планирования, разработки и создания специального экспериментального устройства (ЭУ), значительных затрат материальных ресурсов и реакторного времени. К тому же в настоящее время на облучение в ячейке Д23 реактора БОР-60 – единственной ячейке, в которой возможно осуществить эксперимент с выводом информации, существует высокий спрос на годы вперёд.

Всё это в совокупности приводит к то-

му, что проведение специального эксперимента по определению радиационного тепловыделения затруднительно. В связи с этим в настоящей работе использованы данные проведённого в 1977 г. уникального эксперимента по определению радиационного тепловыделения в активной зоне (а.з.) реактора БОР-60 (рис. 1) [1].

Так как атомные номера компонентов большинства испытываемых конструкционных материалов, как правило, находятся в диапазоне 20...40, то определение радиационного тепловыделения в БОР-60 произведено в образцах из меди ($Z=29$) с помощью методов радиационной калориметрии [1].

Для проведения измерений применялось ЭУ, состоящее из 11 калориметров, 9 из которых располагались в центральной

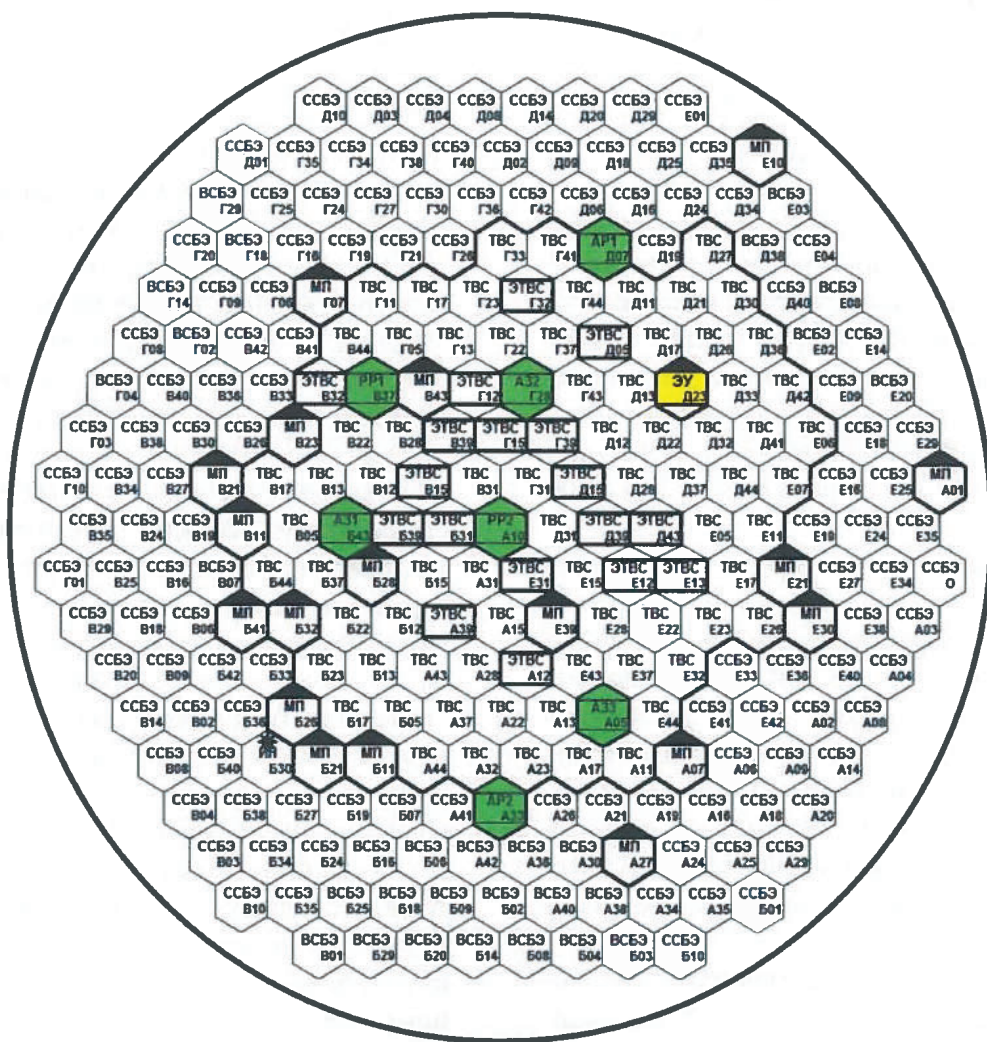


Рис. 1. Картограмма а.з. реактора БОР-60 на момент проведения измерений: ТВС – тепловыделяющая сборка; ЭТВС – экспериментальная ТВС; МП – материаловедческий пакет; ССБЭ – стальная сборка бокового экрана; ВСБЭ – воспроизводящая сборка бокового экрана; АР, РР, АЗ – органы СУЗ (автоматического и ручного регулирования, аварийной защиты)

плоскости а.з. (ЦПАЗ) для получения информации о радиальном распределении тепловыделения в пределах ячейки, как показано на рис. 2. Оставшиеся два калориметра (№№ 1 и 11) размещены на центральной оси ЭУ аналогично калориметру № 4 на границе а.з. и торцевых зон воспроизводства (ТЗВ) для получения информации об аксиальном распределении тепловыделения: калориметр № 1 – в верхней части ЭУ, а № 11 – в нижней.

Устройство было установлено в ячейку Д23, картограмма реактора БОР-60 на момент проведения измерений представлена на рис. 1. Измерения проводились на уровнях тепловой мощности реактора ниже номинального, а именно – 10, 15 и 20 МВт. Однако затем результаты проведённых измерений приводились к номинальной тепловой мощности реактора тех лет, равной 40 МВт. Погрешность измерений радиационного тепловыделения оценивалась величиной $\pm 6...7\%$.

2. Комплексы программ и расчётные модели

Комплекс программ MCU-RR [2] предназначен для расчёта НФХ ядерных реакторов и подкритических систем методом Монте-Карло в произвольной трёхмерной геометрии с детальным учётом энергетической зависимости сечений взаимодействия нейтронов и гамма-квантов с веществом.

Результаты расчёта по MCU-RR показали хорошее совпадение с данными различных экспериментальных исследований в а.з. БОР-60 и за её пределами – в боковом экране, малой поворотной пробке, горизонтальных каналах, биологической защите. Расчёт тепловыделения по программе MCU-RR производился с использованием подмодуля PNDIOUS [3].

В рамках данной работы изменение нуклидного состава топлива рассчитывалось по программе AFPA [4] с применением

общедоступной базы данных TORI [5], которая содержит информацию о постоянных распада различных нуклидов, энергиях и интенсивностях испускаемых гамма-квантов и др.

В программе AFPA реализовано аналитическое решение уравнений, описывающих изотопную кинетику. Программа обеспечивает расчёт остаточного тепловыделения, радиационных характеристик (интегральная активность и её составляющие, спектр и интенсивность излучения), выгорания, изменения изотопного состава топливных сборок в процессе облучения в реакторе, числа делений, выделившуюся энергию. Остаточное тепловыделение рассчитывается по функциям спада от акта деления на делящихся изотопах.

В работе [6] приведены результаты предварительных расчётных исследований радиационного тепловыделения, полученные при моделировании описанного выше эксперимента. В настоящей работе приведены расчётные данные, полученные по расчётной модели БОР-60 с уточнённым материальным составом ТВС, сборок бокового экрана, рабочих органов СУЗ и материаловедческих пакетов.

Для проведения расчётных исследований создана трёхмерная гомогенная модель БОР-60, соответствующая состоянию реак-

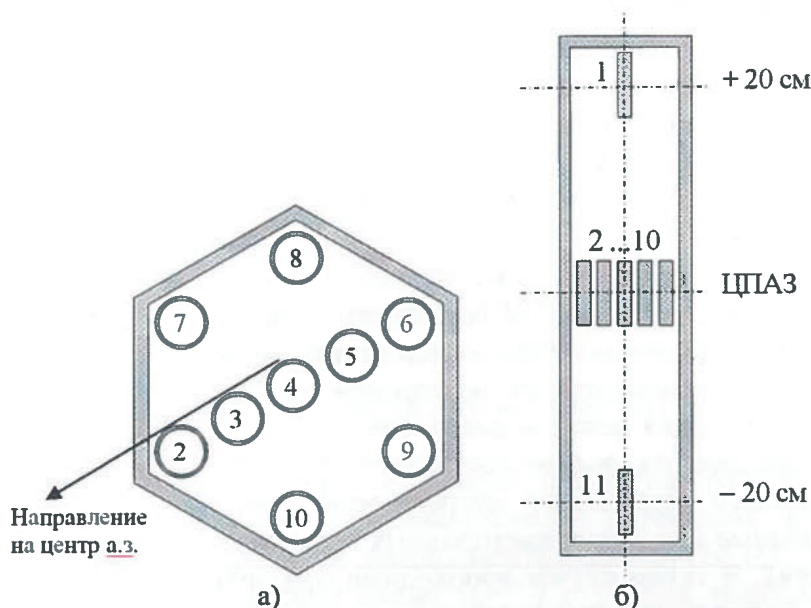


Рис. 2. Схема расположения калориметров в ЭУ: а) – поперечное сечение ЭУ на уровне ЦПАЗ, б) – продольное сечение ЭУ

тора на момент проведения измерений (рис. 1). Модель состоит из набора шестигранных призм размером “под ключ” 45 мм, с различными по высоте зонами: активная часть, зоны воспроизводства и т.д. Внутри каждой такой зоны находится гомогенная смесь топлива (для ТВС), поглотителя (для стержней СУЗ), стали, теплоносителя и/или других материалов с плотностями, соответствующими плотностям перечисленных материалов в реальных сборках. ЭУ размещено в ячейке Д23.

Геометрия и состав ЭУ описаны детально – отдельно выделены медные детекторы и оболочки калориметров, чехол ЭУ и т.д. Расположение калориметров внутри ЭУ в расчётной модели соответствовало реальному. Материал проводов термопар гомогенно замешивался в зону, моделирующую теплоноситель.

Погрешность расчётных значений, обусловленная погрешностью ядерных констант и неточностями расчётной модели (гомогенное приближение, неточности изотопного состава выгоревшего топлива в ТВС и поглотителя в органах СУЗ), оценивается величиной $\pm 3 \dots 5 \%$.

3. Сравнение расчётных и экспериментальных данных

В табл. 1 сравниваются расчётные ($Q^{\text{расч}}$) и экспериментальные ($Q^{\text{эксп}}$) значения радиационного тепловыделения в калориметрах. По причинам, описанным в работе [1], результаты, полученные с помощью калориметров 3, 9, 10, 11, признаны ненадёжными и не приводятся в таблице.

Как следует из табл. 1, полученные с помощью кода MCU-RR расчётные значения радиационного тепловыделения значительно отличаются от экспериментальных. Расхождения лежат в диапазоне 26...40 %, а среднее отклонение составляет 35 %. Это намного превышает погрешности, допущенные при экспериментальных исследованиях. В таком случае необходимо говорить о систематическом занижении результатов при выполнении расчётов радиационного тепловыделения в образцах из меди.

Т а б л и ц а 1. Сравнение расчётных и экспериментальных данных

Калориметр, №	$Q^{\text{расч}}$, Вт/г	$Q^{\text{эксп}}$, Вт/г	$\frac{Q^{\text{расч}} - Q^{\text{эксп}}}{Q^{\text{эксп}}}$, %
1	1,65	2,23	- 26
2	3,75	6,22	- 40
4	3,58	5,61	- 36
5	3,54	5,42	- 35
6	3,50	5,35	- 35
7	3,64	5,92	- 38
8	3,51	5,32	- 34

Коды прецизионного класса, такие как MCU-RR, по праву считаются наиболее надёжными для моделирования переноса излучения и широко применяются для расчёта НФХ реакторов. Вместе с тем известно, что при расчёте стационарного состояния такие коды, как MCU-RR и MCNP, не учитывают запаздывающее гамма-излучение от образующихся осколков деления. Известно [7], что при делении ядер урана и плутония в виде мгновенного гамма-излучения выделяется 7...8 МэВ, а в виде запаздывающего – 6...7 МэВ. Таким образом, гамма-кванты, испускаемые осколками деления, должны вносить существенный вклад в радиационное тепловыделение.

Доля гамма-составляющей Q_γ в суммарном радиационном тепловыделении для большинства конструкционных материалов является определяющей (более 90 %). В связи с этим необходимо оценить вклад запаздывающих гамма-квантов в гамма-составляющую радиационного тепловыделения.

Составляющая от гамма-квантов, возникающих при активации нейтронами конструкционных материалов, в данном случае не учитывалась ввиду её меньшей значимости по сравнению с гамма-излучением, испускаемым продуктами деления ядер топливной композиции в а.з. реактора.

4. Оценка вклада запаздывающих гамма-квантов в радиационное тепловыделение

Чтобы оценить вклад в Q_γ запаздывающих гамма-квантов, испускаемых продуктами деления, проведены дополнительные расчётные исследования.

На первом этапе определены НФХ в ТВС реактора при работе на мощности 20 МВт. Для каждой ТВС получены значения плотности потока нейтронов, а также 26-групповые спектры нейтронов (группы БНАБ). Для дальнейших расчётов получены:

- усреднённый по а.з. спектр нейтронов (рис. 3);
- среднее по а.з. значение плотности потока нейтронов, равное $9,5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$.

Полученные результаты использовались в качестве исходных данных для проведения следующего этапа расчёта – определения нуклидного состава облучённого топлива в а.з. реактора, спектральных и интегральных характеристик запаздывающего гамма-излучения продуктов деления ядер топливной композиции во время работы реактора на мощности. Расчёт проводился по программе AFPA.

Для проведения оценочного расчёта применялся усреднённый по а.з. состав топливной композиции (с учётом выгорания). Изменение нуклидного состава сырьевого материала в воспроизводящих экранах реактора БОР-60 не учитывалось. В результате проведённого расчёта получены:

- значения активности различных продуктов деления;
- значения интенсивности гамма-излучения продуктов деления для разных времён работы реактора на мощности;
- усреднённый по а.з. энергетический спектр (15 групп) гамма-квантов, испускаемых осколками деления.

В работе [6] для расчёта запаздывающей составляющей радиационного теплового выделения бралось значение интенсивности запаздывающих гамма-квантов, соответствующее установившемуся (стационарному) состоянию. Однако, вывод реактора на мощность (20 МВт) и проведение измере-

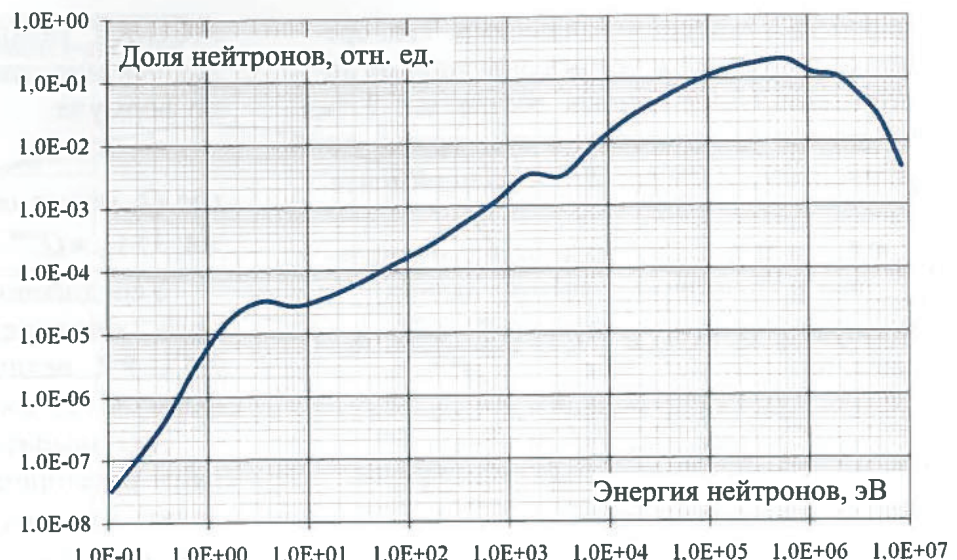


Рис. 3. Средний по а.з. реактора БОР-60 спектр нейтронов

ний длились около 5...6 часов. Так, в настоящей работе значение интенсивности запаздывающего гамма-излучения в а.з. принято равным $4,2 \cdot 10^{18} \text{ с}^{-1}$, что соответствует времени работы реактора на мощности 20 МВт, равному 0,2 сут.

Затем с помощью кода MCU-RR проведены расчёты радиационного теплового выделения от запаздывающего гамма-излучения в медных детекторах. Моделировался фиксированный источник гамма-квантов с энергетическим спектром, полученным по программе AFPA, распределённый по а.з. реактора пропорционально плотности потока нейтронов. Полученные расчётные значения теплового выделения, как и экспериментальные, нормировались на тепловую мощность реактора 40 МВт.

Расчётное значение радиационного теплового выделения с учётом запаздывающего гамма-излучения определяется суммой

$$Q^{\text{расч}} = Q_n + Q_{\gamma}^{\text{мгн}} + Q_{\gamma}^{\text{зап}}, \quad (1)$$

где Q_n – составляющая теплового выделения от нейтронов, а $Q_{\gamma}^{\text{мгн}}$ и $Q_{\gamma}^{\text{зап}}$ – от мгновенных и запаздывающих гамма-квантов, соответственно.

В табл. 2 приведены значения радиационного теплового выделения в детекторах, полученные экспериментальным путём ($Q^{\text{эксп}}$) и рассчитанные ($Q^{\text{расч}}$) с учётом запаздывающих гамма-квантов (1). Из таблицы видно, что уточнённые расчётные значения радиационного теплового выделения хорошо со-

гласуются с экспериментальными. Так, среднее отклонение расчётных значений от экспериментальных данных составляет 7 %, что вполне укладывается в суммарную погрешность 9...12% расчёта и эксперимента.

Т а б л и ц а 2. Сравнение экспериментальных и уточнённых расчётных данных

Калориметр, №	$Q_{\text{расч}}$, Вт/г	$Q_{\text{эксп}}$, Вт/г	$\frac{Q_{\text{расч}} - Q_{\text{эксп}}}{Q_{\text{эксп}}}$, %
1	2,28	2,23	2
2	5,42	6,22	-13
4	5,16	5,61	-8
5	5,09	5,42	-6
6	5,06	5,35	-5
7	5,27	5,92	-11
8	5,09	5,32	-4

Таким образом, можно заключить, что обнаруженные ранее существенные расхождения результатов эксперимента и расчёта с помощью прецизионного кода MCU-RR в основном являются результатом пренебрежения запаздывающим гамма-излучением продуктов деления.

Из вышеизложенного следует, что для планирования облучения каких-либо материалов следует воспользоваться уточнённой методикой расчётного определения радиационного тепловыделения, алгоритм которой приведён ниже:

- 1) определить значения Q_n и $Q_{\gamma}^{\text{мгн}}$ в исследуемом ОУ – расчёт по программе MCU-RR в режиме расчёта критичности;
- 2) определить плотность потока и спектр нейтронов в каждой ТВС а.з. реактора;
- 3) рассчитать по программе AFPA интенсивность и спектр гамма-излучения выгоревшего ядерного топлива от ТВС реактора для заданного момента времени;
- 4) рассчитать по программе MCU-RR значение $Q_{\gamma}^{\text{зап}}$ для фиксированного источника гамма-излучения с заданными интенсивностью и спектром;
- 5) определить значение $Q^{\text{расч}}$ по формуле (1).

Для оперативного планирования и расчётного сопровождения программ реакторных испытаний с помощью кода

MCU-RR можно определить корректировочный множитель для Q_{γ} , рассчитываемый по формуле

$$K = Q_{\gamma} / Q_{\gamma}^{\text{мгн}}, \quad (2)$$

где Q_{γ} может определяться двумя способами: 1) $Q_{\gamma} = Q^{\text{эксп}} - Q_n^{\text{расч}}$; 2) $Q_{\gamma} = Q_{\gamma}^{\text{зап}} + Q_{\gamma}^{\text{мгн}}$.

Усреднённое значение корректировочного множителя для рассчитанной по MCU-RR величины Q_{γ} , определённое по формуле (2), составляет $K = 1,56$.

Для оперативного планирования программ реакторных испытаний следует определить множитель K для типовой современной кампании реактора по формуле (2), а для расчёта температур в ОУ применять скорректированные значения радиационного тепловыделения

$$Q^{\text{корр}} = Q_n + Q_{\gamma}^{\text{мгн}} K. \quad (3)$$

5. Оценка вклада запаздывающих гамма-квантов в тепловыделение для современного состояния реактора

Следует отметить, что значение множителя K для современных состояний реактора может отличаться от значения, полученного для состояния реактора в 1977 г. Для современных состояний реактора при отсутствии экспериментальных данных множитель K может быть определён только из расчётных значений (2-й способ). Так были проведены расчётные исследования поля радиационного тепловыделения от запаздывающих гамма-квантов для современного состояния реактора.

На рис. 4 представлены радиальные распределения гамма составляющей радиационного тепловыделения в железе как в самом распространённом элементе конструкционных материалов быстрых реакторов, а на рис. 5 – аксиальные распределения тех же величин. На рисунках также приведены зависимости множителя K от координат.

Из представленных зависимостей видно, что множитель K в пределах а.з. можно считать постоянным ($\sim 1,53$). Это значение можно использовать для оперативного планирования современных программ реактор-

ных испытаний. За пределами а.з. (в торцевых зонах и боковом экране реактора) запаздывающее гамма-излучение от продуктов деления довольно быстро спадает.

Однако, для более детального анализа следует оценить вклад от запаздывающего излучения продуктов деления, накопленных в ТЗВ, а также от продуктов активации нейтронами конструкционных материалов и теплоносителя. В настоящей работе вклад этих составляющих не учитывался.

Следует отметить, что запаздывающее гамма-излучение вносит заметный вклад в тепловыделение не только в конструкционных материалах и теплоносителе, но и в топливных материалах, существенно отличающихся от штатного топлива БОР-60. Так, вклад запаздывающих гамма-квантов в суммарное тепловыделение для оксидного уранового топлива с обогащением 26 % (топливо БН-600) составляет ~ 5...6 %, а для оксидного уранового топлива с обогащением 10 % (топливо свинцово-висмутного быстрого реактора) ~ 6...8 %.

Уточнённая методика расчёта радиационного тепловыделения, представленная в

Удельное радиационное тепловыделение, Вт/г

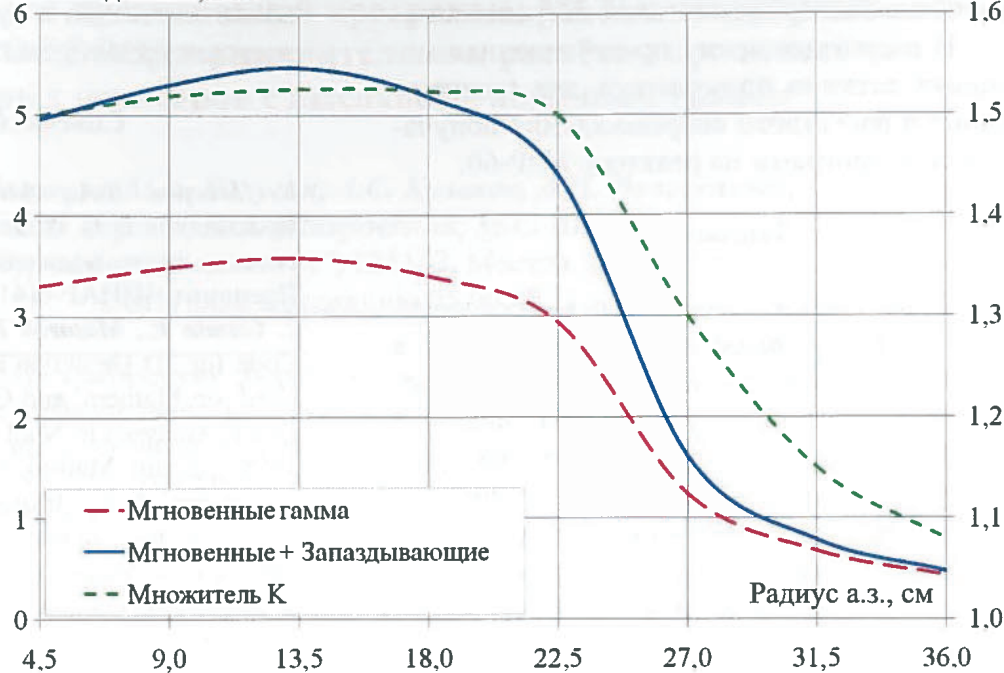


Рис. 4. Радиальное распределение радиационного тепловыделения в железе

Удельное радиационное тепловыделение, Вт/г

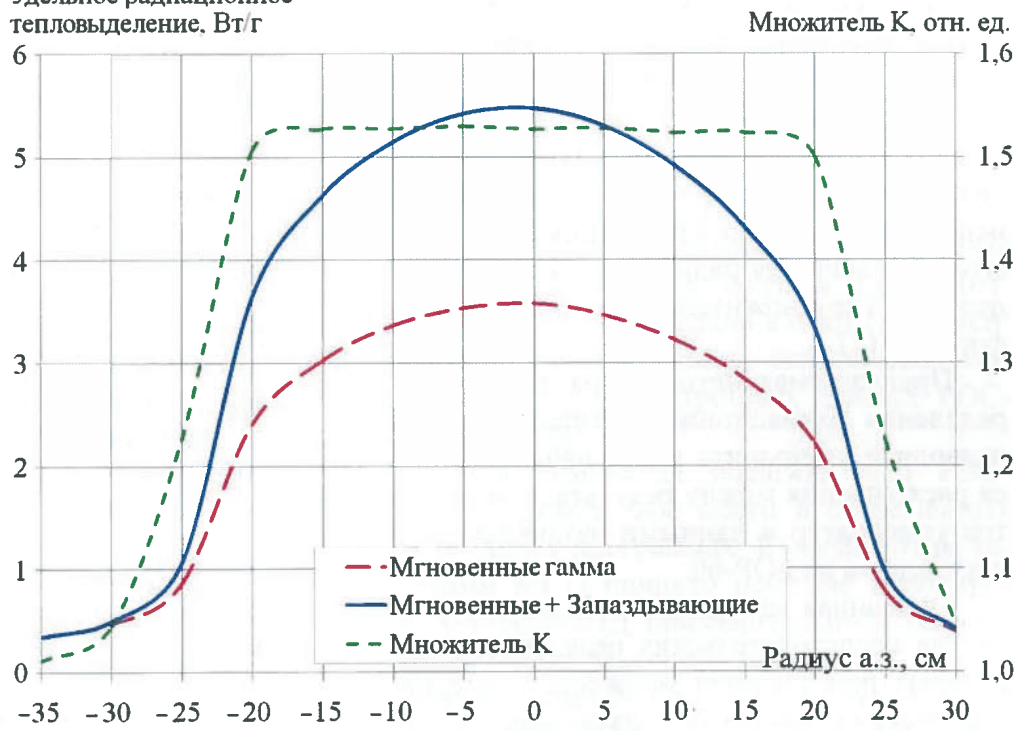


Рис. 5. Аксиальное распределение радиационного тепловыделения в железе

настоящей работе, проверена при проведении методического эксперимента, цель которого — обеспечение требуемых температурных условий облучения материалов (сталь, гидрид гафния) в различных средах заполнения (натрий, свинец) в а.з. БОР-60. Результаты расчёта показали совпадение с

экспериментальными данными в пределах расчётно-экспериментальной погрешности.

В настоящее время представленная методика активно применяется для планирования и расчётного сопровождения облучательных программ на реакторе БОР-60.

Заключение

В результате проведённых исследований выявлены недостатки используемых в настоящее время расчётных методов определения условий облучения материалов в а.з. БОР-60, а именно, несоответствие расчётных и экспериментальных значений радиационного тепловыделения как результат недооценки гамма составляющей радиационного тепловыделения.

Предложен алгоритм расчётного определения радиационного тепловыделения, учитывающий запаздывающие гамма-кванты, испускаемые продуктами деления. Данный алгоритм реализован на основе комплексов программ MCU-RR и AFPA.

Для оперативного расчётного сопровождения облучения конструкционных материалов в а.з. реактора БОР-60 достаточно использовать скорректированные по формуле (3) значения радиационного тепловыделения, где множитель K определяется по формуле (2).

Предлагаемая методика расчётного определения радиационного тепловыделения позволила уменьшить ранее наблюдавшиеся расхождения между результатами расчётов температур и данными различных экспериментов на БОР-60.

Описанная методика наиболее актуальна для исследовательских реакторов, в а.з. которых присутствует множество материаловедческих пакетов (в первую очередь, нетопливных). Кроме того, методика может применяться для расчёта радиационного тепловыделения в таких элементах а.з. ядер-

ных реакторов, как рабочие органы СУЗ, оболочки ТВЭЛов и др., что актуально и для энергетических реакторов.

Список литературы

1. *Неверов В.А., Асеев Н.А., Грязев В.М., Краснояров Н.В.* Исследование полей радиационного энерговыделения в реакторе БОР-60. Препринт НИИАР-6(414). Димитровград, 1980.
2. *Gomin E., Maiorov L.* The MCU Monte Carlo Code for 3D Depletion Calculation // Proc. of Int. Conf. on Mathem. and Comput., React. Phys., and Envir. Analyses in Nucl. Applications, Sept. 27-30 1999. – Spain: Madrid, 1999. V. 2. P. 997–1006.
3. *Ванеев Ю.Е., Марихин Н.Ю.* Разработка и тестирование подмодуля PNDIOUS в составе программы MCU-RR для расчёта дозовых характеристик нейтронных и фотонных полей // Сб. трудов ФГУП “ГНЦ РФ НИИАР”, 2009, вып. 1, с. 27–36.
4. *Архангельская Г.А.* Программы расчёта изменения изотопного состава топлива быстрых реакторов. Отчет ГНЦ РФ-ФЭИ инв. № X33100, 1980.
5. *Chu S.Y.F., Ekström L.P., Firestone R.B.* www // Table of Radioactive Isotopes, database version 2/28/99 [сайт] URL: <http://nucleardata.nuclear.lu.se/nucleardata/toi/> (дата обращения: 06.02.2012).
6. *Варивцев А.В., Жемков И.Ю., Ишунина О.В., Набойщиков Ю.В., Неверов В.А.* Расчётно-экспериментальные исследования радиационного тепловыделения в реакторе БОР-60 // Изв. ВУЗов. Сер. Ядерная энергетика, 2012, вып. 1, с. 91–98.
7. *Нигматулин И.Н., Нигматулин Б.И.* Ядерные энергетические установки. М.: Энергоатомиздат, 1986.

Контактная информация –

Варивцев Артём Владимирович, н. с., тел.: +7 (902)123-02-50, e-mail: vav3@niiar.ru

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Физика ядерных реакторов, 2012, вып. 4, с. 31–38.

Верификация прецизионной программы MCU и нейтронных констант РОСФОНД применительно к расчётам критичности быстрых реакторов с высокообогащённым ураном

*Н.И. Алексеев, М.А. Калугин, А.С. Кулаков, А.П. Новосельцев,
Г.С. Сергеев, Д.А. Шкаровский, М.С. Юдкевич,*
НИЦ "Курчатовский институт", 123182, Москва, пл. Курчатова, 1
Поступила в редакцию 05.06.2012 г.

Проведён расчёт 335-ти критических сборок (бенчмарк-эксперименты) с активной зоной из высокообогащённого урана и отражателями из различных материалов. Статистический анализ результатов показал, что для всех 16 исследованных материалов абсолютная величина наиболее вероятного отклонения расчётного значения $K_{эф}$ от экспериментального не превышает значения 0,005.

Ключевые слова: ядерный реактор, прецизионный расчёт, метод Монте-Карло, ядерные данные.

Verification of Precision MCU Code and RUSFOND Neutron Data for Criticality Calculation of Fast Reactors with Highly Enriched Uranium. N.I. Alekseev, M.A. Kalugin, A.S. Kulakov, A.P. Novosel'tsev, G.S. Sergeev, D.A. Shkarovskiy, M.S. Yudkevich, NRC "Kurchatov Institute", 1, Kurchatov Sq., Moscow, 123182.

MCU-KS code is intended for precision calculation of reactor parameters by Monte-Karlo method. Evaluated neutron data files ROSFOND are used. Result accuracy is entirely determined by the used cross section and other neutron data of nucleus. Calculation of 335 critical assemblies was performed (benchmark-experiments). The assemblies with core of highly enriched uranium and reflectors of different material were considered. Statistical analysis of results shows that the most probable difference between calculated and measured K_{eff} does not exceed 0,005 for all 16 of the investigated materials.

Key Words: Nuclear Reactor, Precision Calculation, Monte Carlo Method, Nuclear Data.

Введение

Для прецизионных расчётов нейтронно-физических характеристик ядерных реакторов разного типа в нашей стране используются программы пакета MCU, в которых уравнения переноса нейтронов решаются методом Монте-Карло. Современное состояние пакета (версия MCU-5) описано в статье [1], там же даны список имеющихся рабочих программ и их краткая характеристика. Все программы MCU без каких-либо приближений описывают сколь угодно сложную конструкцию рассматриваемой системы, поэтому точность расчёта целиком определяется точностью моделирования законов взаимодействия нейтронов с материалами реактора и точностью констант, описывающих эти законы.

Константное обеспечение программ MCU-5 разработано его авторами на основе различных зарубежных файлов оценённых нейтронных данных, системы констант

БНАБ-93 [2] и собственных оценок. Сейчас ситуация изменилась: создана и в 2010 г. через МАГАТЭ передана в открытую эксплуатацию отечественная библиотека файлов оценённых нейтронных данных РОСФОНД [3, 4].

Есть основания полагать, что РОСФОНД займёт своё место в современных реакторных программах. В связи с этим авторами MCU принято решение апробировать РОСФОНД применительно к расчёту критичности реакторов различного типа. В статье представлены результаты первого этапа этой работы – расчёт эффективного коэффициента размножения нейтронов $K_{эф}$ критическихборок реакторов на быстрых нейтронах с высокообогащённым ураном.

1. Моделирование взаимодействия нейтронов с ядрами

В программах MCU розыгрыш длины пробега нейтрона между столкновениями с

ядрами, энергии и направления полёта после столкновения выполняет физический модуль. Он опирается на различные библиотеки констант (сечения, законы рассеяния и др.), каждая из которых работает в своей области энергии. Библиотеки получены из файлов оценённых данных с использованием того или иного приближения. Например, групповое описание сечений, P_1 или транспортное приближение при описании анизотропии рассеяния.

Как показали многочисленные сравнения с экспериментальными данными для критических сборок и больших энергетических реакторов с тепловым спектром нейтронов [5...7], такой подход обеспечивает удовлетворительную точность расчёта и одновременно существенно экономит вычислительные ресурсы.

Ошибка расчёта есть сумма погрешности исходных констант и погрешности, связанной с методическими приближениями (они могут и компенсировать друг друга). Чтобы иметь возможность разделить источники погрешностей, разработана новая опция физического модуля, константное обеспечение которой опирается непосредственно на файлы оценённых нейтронных данных. Эта опция включена в программу MCU-KS, которая использована в настоящей работе.

В MCU-KS весь диапазон энергии нейтронов разделён на две области: верхняя (быстрые нейтроны) и нижняя (медленные). Граница между областями может быть выбрана пользователем программы произвольно и в данной работе использовано значение 4,65 эВ. В верхней области рассеяние нейтронов моделируется как на идеальном газе. В нижней, где происходит термализация нейтронов, учитывается, что атомы лёгких элементов (замедлителей) связаны в химическом соединении.

Для каждого изотопа РОСФОНД создан файл, где для верхней области энергии все характеристики взаимодействия нейтрона с ядром – сечения, индикатрисы рассеяния, энергетические распределения и др. – записаны в поточечном представлении. Точки выбраны так, что между ними мож-

но использовать линейную интерполяцию. В области разрешённых резонансов сечения нейтронов рассчитаны по аналитическим формулам с применением параметров резонансов, записанных в исходном файле.

Сечения зависят от температуры (эффект Доплера). В той части верхней области энергии, где расположены неразрешённые резонансы, для которых известны только средние значения параметров, построены таблицы вероятности иметь значение сечения в заданных границах [8]. Поточечные файлы записаны в формате ACE, специально ориентированном на расчёты методом Монте-Карло. Для их формирования использована программа NJOY [9].

В нижней энергетической области рассматривается непрерывная зависимость сечений от энергии нейтрона. Для этого сечения поглощения и деления, а для тяжёлых ядер и рассеяния, рассчитываются после каждого соударения нейтрона с ядром по аналитическим формулам Брейта-Вигнера или Рейха-Мура, учитывающим температурную зависимость. Необходимая для расчёта информация записана в библиотеке LIPAR, сформированной из файлов РОСФОНД.

Для лёгких ядер H, Be и C учитывается корреляция между изменением энергии нейтрона и направлением его полёта. Используются данные, полученные из законов рассеяния замедлителей, где учтены химические связи и тепловое движение ядер. Для кристаллических замедлителей учитываются и когерентные эффекты. Законы рассеяния однозначно определяются спектрами нормальных колебаний атомов замедлителей. Алгоритмы и программа расчёта описаны в работах [10, 11].

2. Критические эксперименты

В качестве основного источника информации для верификации точности расчёта $K_{эф}$ размножающих нейтроны систем общепринят международный сборник описаний критических бенчмарк-экспериментов Hand Book ICSBER. В настоящей работе использован его последний

выпуск [12], раздел NEU-MET-FAST. В этом разделе даны описания критических сборок с металлическим ураном высокого обогащения (не менее 90 %) и быстрым спектром нейтронов (доля делений выше 100 кэВ более 50 %). Измерения проведены при комнатной температуре.

Из всех описанных вариантов для данной работы отобрано 335, чьи описания и надёжность не вызывают сомнения и в составе которых, помимо ^{235}U , доминирует всего один материал.

Для каждой критической сборки в Hand Book дано исчерпывающее описание её геометрии и материального состава. Приведено значение $K_{эф}$, отвечающее описанию, и оценена его возможная погрешность σ (экспериментальная ошибка). Сюда включены непосредственная ошибка измерения и погрешность расчёта, связанная с неопределённостью геометрии и материального состава. В большинстве случаев сборки подкритичны, отличие $K_{эф}$ от 1 не превышает значения 0,005.

3. Результаты расчёта

При расчётах методом Монте-Карло статистическая точность результата обратно пропорциональна квадратному корню из числа моделируемых историй. Во всех рассчитанных вариантах число историй равно 150 миллионам, что обеспечило статистическую ошибку $K_{эф}$ менее, чем 0,01 %.

Допустимый объём статьи не позволяет представить всю информацию о рассчитанных вариантах и полученных результатах. Приведены

Т а б л и ц а. Наиболее вероятное отличие результатов расчёта и измерения $\langle x \rangle$ и доверительный интервал S_p для сборок с разными материалами

Материал отражателя	Число сборок	$\langle x \rangle$	S_p	Материал отражателя	Число сборок	$\langle x \rangle$	S_p
—	34	-0,003	0,003	Железо	22	-0,004	0,006
^{238}U	32	-0,001	0,003	Кобальт	2	0,001	0,004
Графит	41	0,000	0,003	Никель	6	-0,001	0,004
Бериллий	37	-0,003	0,004	Медь	6	0,000	0,004
Полиэтилен	98	0,000	0,002	Цинк	2	0,006	0,007
Алюминий	12	-0,001	0,003	Молибден	10	0,000	0,006
Титан	7	0,002	0,003	Вольфрам	10	-0,001	0,004
Ванадий	8	0,002	0,003	Свинец	8	0,003	0,004

только сравнение между расчётными и экспериментальными значениями $K_{эф}$ и результаты их статистической обработки. Этого достаточно, чтобы оценить надёжность использованных нейтронных данных.

Все сборки разделены на 16 групп, в каждой из которых, помимо высокообогащённого урана, имеется ещё один материал, как правило, играющий роль отражателя. Результаты расчёта каждой группы приводятся на рис. 1...9 в виде набора точек $x_i = K_{эф}(c)_i - K_{эф}(e)_i$, где c и e указывают соответственно на расчёт и измерение. Для всех точек приводится и экспериментальная ошибка σ_i .

Для группы вычисляются наиболее веро-

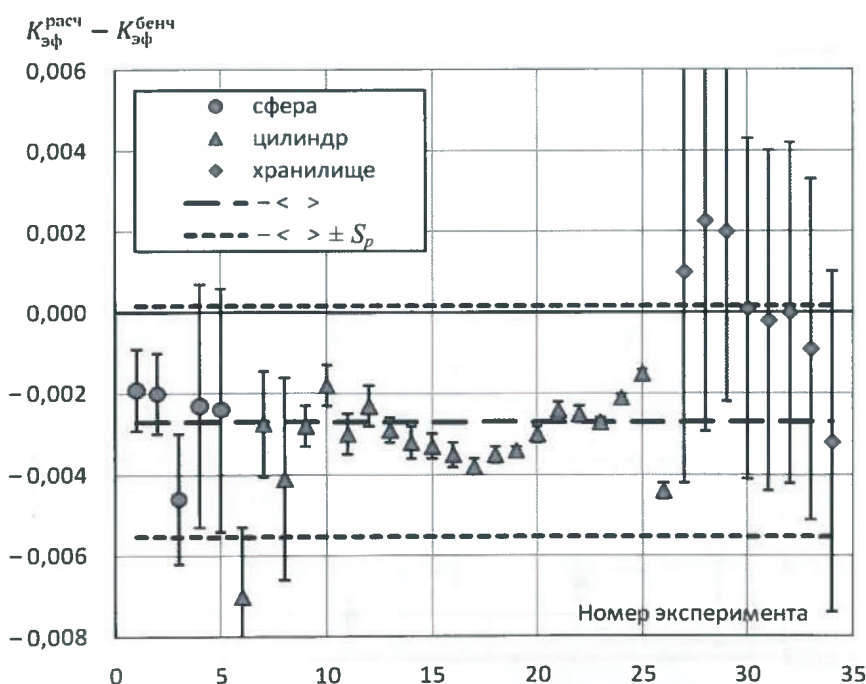


Рис. 1. Сборки без отражателя

ятное значение отклонения $\langle x \rangle$ расчёта от эксперимента и доверительный интервал S_p этой величины. Применяются стандартные правила обработки результатов измерений:

$$\langle x \rangle = \frac{\sum \sigma_i^{-2} x_i}{\sum \sigma_i^{-2}},$$

$$S_p = \sqrt{s^2 + \langle \sigma \rangle^2}, \quad \langle \sigma \rangle^2 = n / \sum \sigma_i^{-2},$$

$$s^2 = \frac{[1/(n-1)] \sum \sigma_i^{-2} (x_i - \langle x \rangle)^2}{[1/n] \sum \sigma_i^{-2}}.$$

Суммирование в этих формулах проводится по всем n вариантам группы.

Строго говоря, вместо ошибки σ следует использовать комбинированную ошибку

$$\sigma^* = \sqrt{\sigma^2 + \sigma_c^2},$$

где σ_c – статистическая ошибка расчёта методом Монте-Карло. Однако для всех вариантов число моделируемых историй таково, что $\sigma_c \ll \sigma$.

Если число вариантов n велико и отклонение от среднего результата распределено по нормальному закону, то истинное значение x с вероятностью, близкой к 65 %, лежит в интервале $\langle x \rangle \pm S_p$ и с вероятностью 95 % в интервале $\langle x \rangle \pm 2S_p$.

Геометрия большинства сборок без отражателя – это сферы или цилиндры разной высоты и диаметра. Несколько сборок имитируют хранилище, где в регулярной трёхмерной конфигурации размещено до 50 урановых блоков, нанизанных на стальные стержни. Величину $\langle x \rangle$ в основном определяют активные зоны в форме цилиндра, поскольку здесь экспериментальная ошибка много меньше, чем в сборках с другой геометрией.

В сборках с отражателями активные зоны также имеют форму сферы или цилиндра. В случае сферы отражатель целиком окружает активную зону, а в случае цилиндра – также целиком или частично. На рисунках варианты с разной геометрией активных зон отмечены разными маркерами.

Обращает на себя внима-

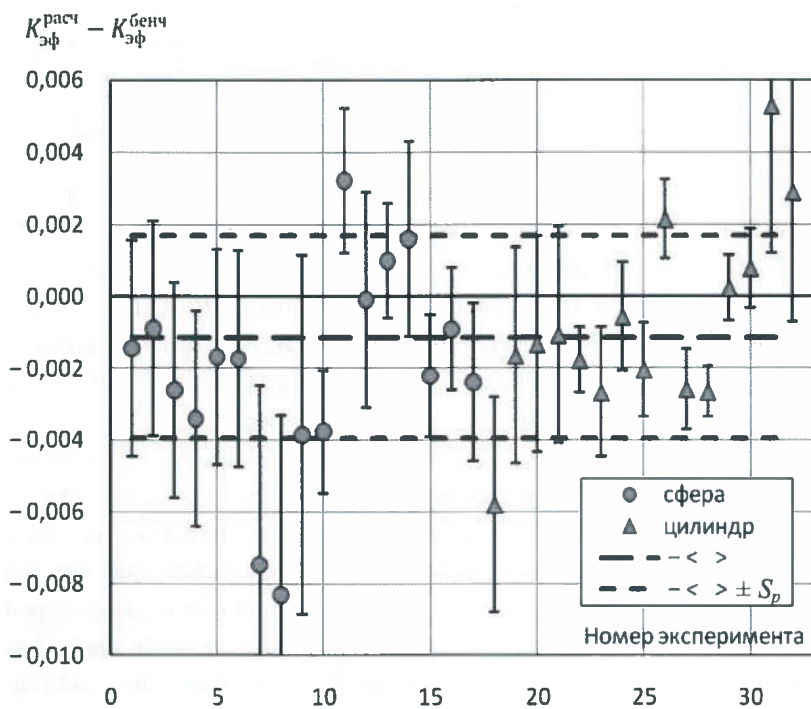


Рис. 2. Сборки с отражателем из естественного или обеднённого урана

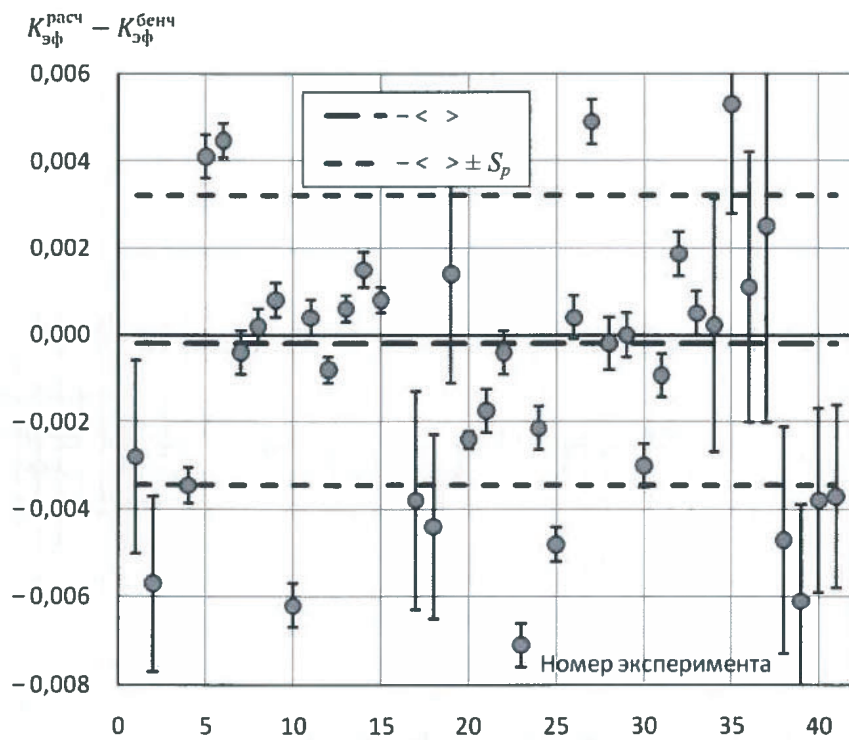


Рис. 3. Сборки с отражателем из графита

ние, что в каждой группе сборок разброс результатов часто сильно превышает заявленную экспериментальную ошибку. Результаты расчёта $\langle x \rangle$ и S_p для всех групп сведены в таблицу.

Для подавляющего большинства групп $\langle x \rangle$ лежит в диапазоне от $-0,004$ до $+0,006$ и только для цинка, где измерены всего 2 сборки, $\langle x \rangle = 0,007$.

Заключение

Проведены расчёты и сравнение с результатами измерения эффективного коэффициента размножения нейтронов 335-ти критических и околокритических сборок с быстрым спектром нейтронов. Сборки признаны международным сообществом в качестве бенчмарк. Активная зона сборок сферической или цилиндрической формы изготовлена из высокообогащённого урана, а отражатель – из различных конструкционных материалов или замедлителей (всего 16 типов сборок). Расчёты выполнены по программе MCU-KS, константное обеспечение которой сформировано из файлов оценённых нейтронных данных РОС-ФОНД.

Статистический анализ результатов показал, что для всех типов сборок абсолютная величина наиболее вероятного отклонения расчётного значения $K_{эф}$ от экспериментального не превышает значения 0,005.

Для выполнения настоящей работы потребовалось провести большой объём вычислений. Сделать это за сравнительно короткое

время оказалось возможным благодаря двум обстоятельствам. Во-первых, программа MCU-KS может работать в режиме параллельных вычислений. Во-вторых, расчёты выполнялись на современном суперкомпьютере вычислительного комплекса НИЦ “Курчатовский институт” [13], где для расчёта каждого варианта выделялось до 100 процессоров. Отметим, что

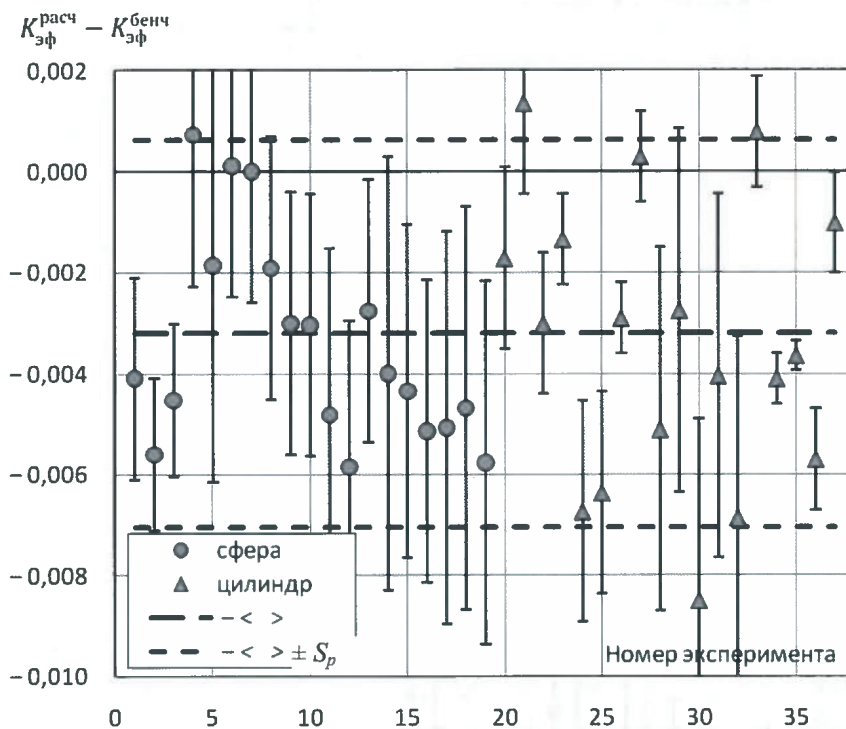


Рис. 4. Сборки с отражателем из бериллия

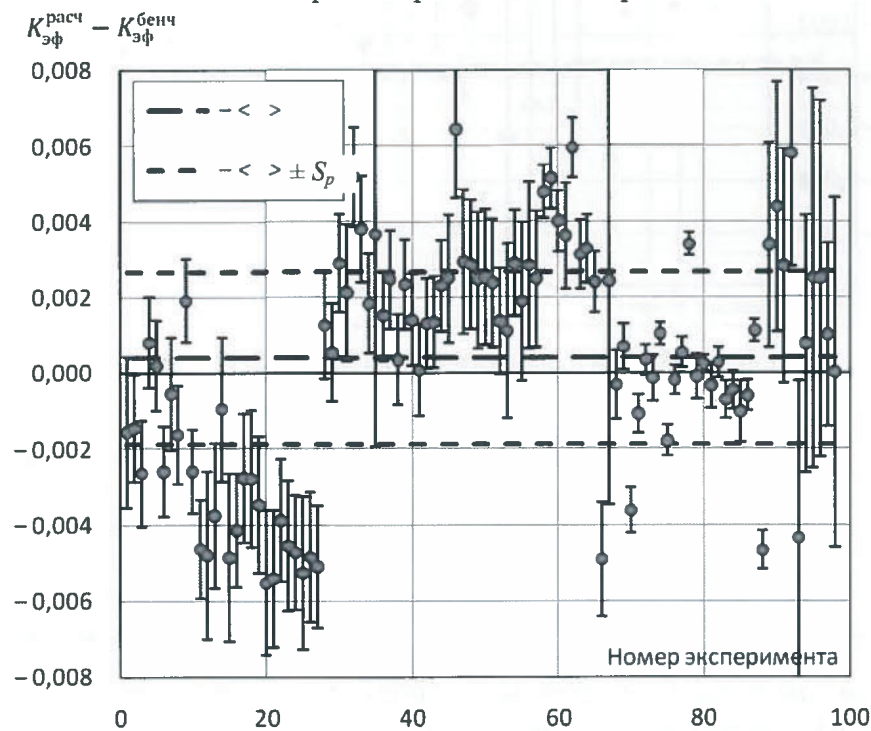


Рис. 5. Сборки с отражателем из полиэтилена

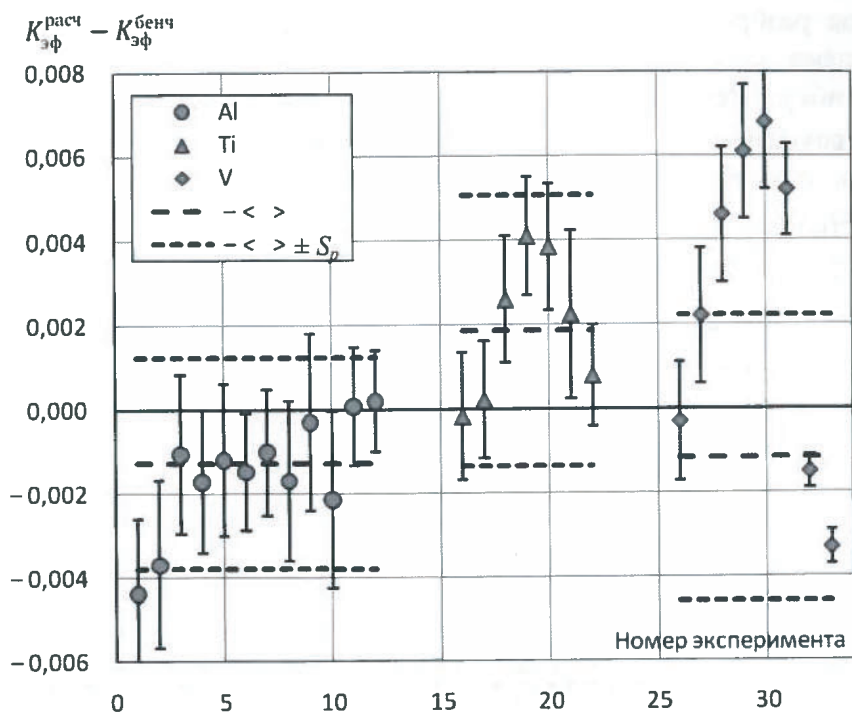


Рис. 6. Сборки с отражателем из алюминия, титана, ванадия

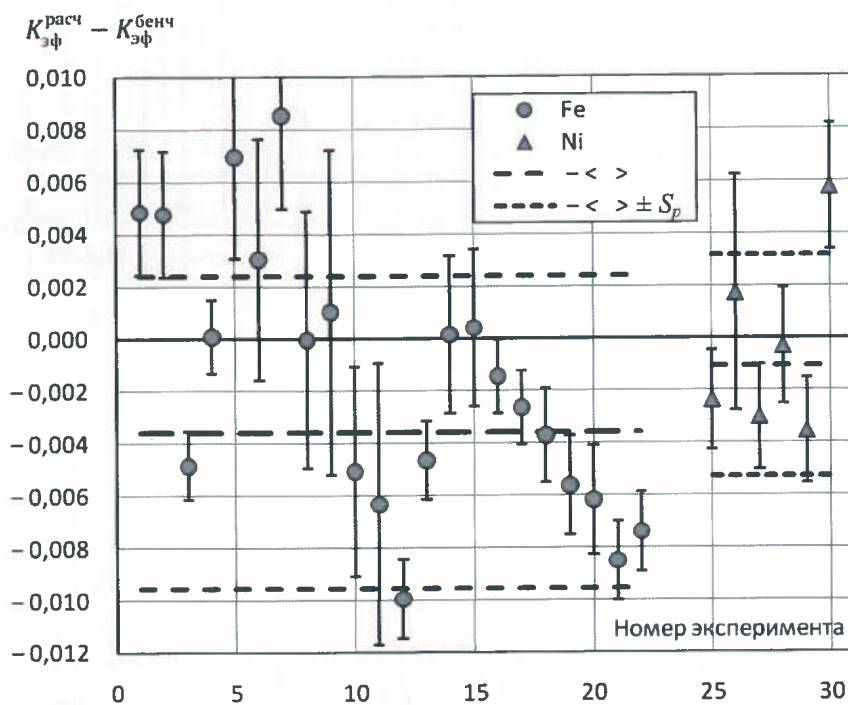


Рис. 7. Сборки с отражателем из железа или никеля

оборудование комплекса позволяет не только производить затратные по машинному времени расчёты методом Монте-Карло, но и обеспечить визуализацию применяемых моделей.

Программа MCU-KS с библиотекой констант, подготовленной на основе файлов оценённых нейтронных данных РОСФОНД, передана в организации, занимающиеся проектированием ядерной энерго-

двигательной установки [14]. Возможный вариант конструкции реактора – газоохлаждаемая активная зона из высокообогащённого урана с бериллиевым отражателем.

Список литературы

1. Алексеев Н.И., Большагин С.Н., Гомин Е.А., Городков С.С., Гуревич М.И., Калугин М.А., Кулаков А.С., Марин С.В., Новосельцев А.П., Олейник Д.С., Пряничников А.В., Сушино-Хоменко Е.А., Шкаровский Д.А., Юдкевич М.С. Статус MCU-5 // ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 2011, вып. 4, с. 4–23.
2. Мантуров Г.Н., Николаев М.Н., Цибуля А.М. Система групповых констант БНАБ-93. Рекомендованные справочные данные. М.: ЦНИИАтоминформ, 1995.
3. Секция ядерных данных МАГАТЭ, <http://www.nds.iaea.org/> (дата обращения: 21.05.2012).
4. Энциклопедия нейтронных данных РОСФОНД, <http://www.ippe.ru/podr/abbn/lib/intr-rosfond.php> (дата обращения: 21.05.2012).
5. Алексеев Н.И., Большагин С.Н., Гомин Е.А., Городков С.С., Калугин М.А., Кулаков А.С., Марин С.В., Олейник Д.С., Пряничников А.В., Шкаровский Д.А., Юдкевич М.С. Верификация программы MCU-PD с библиотекой констант MDBPD50 применительно к расчётам нейтронно-физических характеристик фрагментов и полномасштабных активных зон реакторов типа ВВЭР-1000. Отчет ИЯР НИЦ КИ инв. № 36-10/31-11 от 21.11.2011 г.
6. Алексеев Н.И., Гуревич М.И., Тельковская О.В., Шкаровский Д.А. Моделирование методом Монте-Карло бенчмарк-экспериментов, выполненных на сборке ZR-6 // Атомная энергия, 2012, т. 112, № 1, с. 54–57.
7. Насонов В.А., Алексеев Н.И., Ерак Д.Ю.,

Гомин Е.А., Кочкин В.Н., Вихров В.И., Махотин Д.Ю., Талиев А.В., Шкаровский Д.А. Разработка расчётно-экспериментальных методик определения параметров полей нейтронов в реакторе ИР-8 РНЦ КИ для фундаментальных и прикладных исследований. Препринт ИАЭ-6579/4, 2009.

8. *Levitt L.B.* The Probability Table Method for Treating Unresolved Neutron Resonances in Monte Carlo Calculations // Nucl. Sci. Eng., 1972, 49, p. 450–457.

9. *MacFarlane R. E. and Muir D.W.* NJOY99.0 Code System for Producing Pointwise and Multigroup Neutron and Photon Cross Sections from ENDF/B Data, PSR-480/NJOY99.00, Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, 1999.

10. Гомин Е.А., Гуревич М.И., Шкаровский Д.А. Использование обобщённых спектров нормальных колебаний замедлителей при моделировании переноса медленных нейтронов методом Монте-Карло // ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 2006, вып. 1, с. 32–44.

11. *Koppel J.U., Houston D.H.* Reference for ENDF for thermal neutron scattering data. GA-8774, 1978.

12. *International Handbook of Evaluation Criticality Safety Benchmark Experiments*, NEA/NSC/ DOC (95)03, September 2010 Edition, v. 2.

13. Многоцелевой вычислительный комплекс НИЦ “Курчатовский институт”, <http://computing.kiae.ru> (дата обращения: 21.05.2012).

14. Павшук В.А., Каминский А.С., Гордеев Э.Г., Пальванов В.Ч., Турбина Т.А., Конюхов Г.В. Концепция реактора ядерной энергодвигательной установки с большой энерговыработкой на основе технологии ядерного ракетного двигателя // ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 2011, вып. 1, с. 74–79.

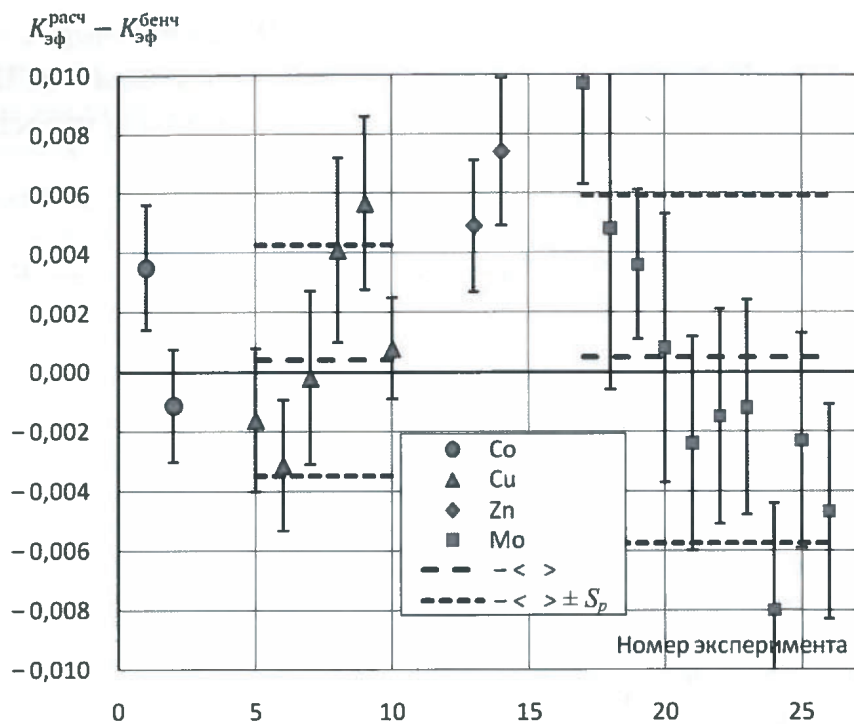


Рис. 8. Сборки с отражателем из кобальта, меди, цинка, молибдена

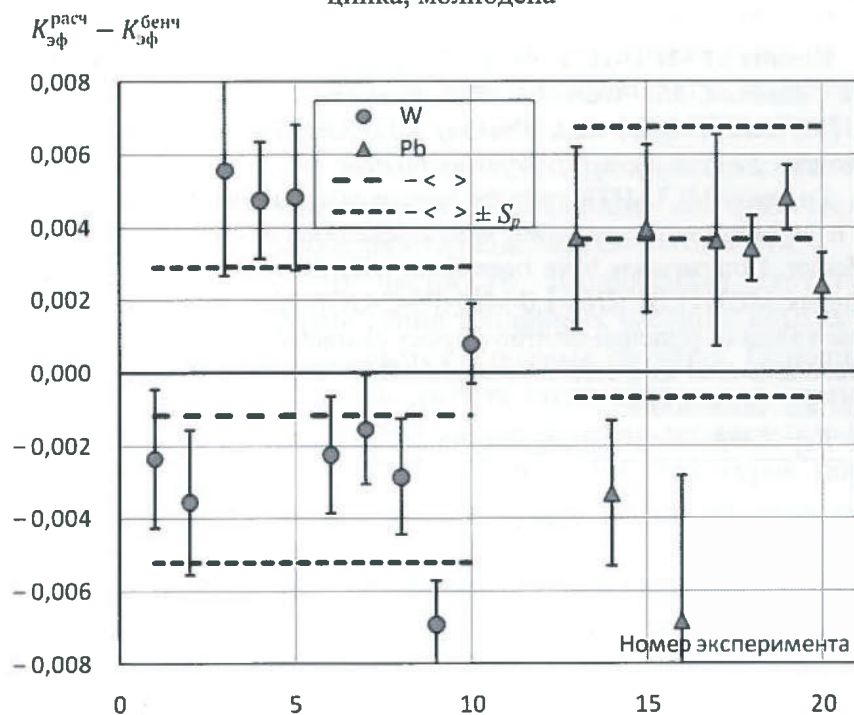


Рис. 9. Сборки с отражателем из вольфрама или свинца

Контактная информация –
Юдкевич Марк Соломонович, в. н. с., тел.:
(499)196-91-49, e-mail: umark@adis.vver.kiae.ru

Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 2012, вып. 4,
с. 39–45.

Результаты верификации программы MCU-HTR на примере решения проектных нейтронно-физических задач ВТГР

Е.С. Глушков, М.И. Гуревич, П.А. Фомиченко,

НИЦ "Курчатовский институт", 123182, Москва, пл. Курчатова, 1,

С.Л. Осипов, Р.А. Песков, С.Е. Сорокин, Ю.П. Сухарев,

ОАО "ОКБМ Африкантов", 603074, г. Н. Новгород, Бурнаковский пр., 15

Поступила в редакцию 14.05.2012 г.

Для кросс-верификации программы MCU-HTR выполнены расчёты выгорания ячеек топливного компакта, выгорающего поглотителя, топливного блока высокотемпературного газоохлаждаемого реактора (ВТГР) ГТ-МГР, а также расчёты эффективности рабочих органов (РО) СУЗ в активной зоне и отражателе. Проведено сравнение с результатами, полученными ранее в рамках бенчмарк-исследований по программному комплексу MONTEBURNS-1.0-MCNP5-ORIGEN2.1. Показано, что расчёты по этим программам дают близкие значения основных нейтронно-физических функционалов ГТ-МГР. По результатам проведённых исследований программа MCU-HTR рекомендуется в качестве реперной для верификации проектных инженерных программ, а также для прямых расчётов нейтронно-физических характеристик ГТ-МГР.

Ключевые слова: верификация, нейтронно-физические характеристики, ГТ-МГР, программа MCU-HTR.

Results of MCU-HTR Code Verification by Solution of HTGR Design Neutron Physics Problems.
E.S. Glushkov, M.I. Gurevich, P.A. Fomichenko, NRC "Kurchatov Institute", 1, Kurchatov Sq., Moscow, 123182, S.L. Osipov, R.A. Peskov, S.E. Sorokin, Yu.P. Sukharev, JSC "Afrikantov OKBM", 15, Burnakovskiy Proezd, Nizhniy Novgorod, 603074.

To verify MCU-HTR code the burnup calculations of fuel compact, burnable poison, and fuel block models have been performed, along with calculations of control and protection system efficiency in the core and reflector. Comparisons have been done with the results obtained earlier in benchmark analysis with a code complex MONTEBURNS-1.0-MCNP5-ORIGEN2.1. It is shown, that calculations with these codes provide close values of principal neutron-physics characteristics. As a result of performed studies the MCU-HTR code is recommended as a reference methodology to verify design codes, as well as a code for direct GT-MHR neutronic calculations.

Key Words: Verification, Neutronic Characteristics, GT-MHR, MCU-HTR Code.

Введение

Реактор ГТ-МГР отличает ряд особенностей конструктивных и компоновочных решений, заложенных в проекте активной зоны, а также материалы, применяемые в качестве топлива, выгорающего поглотителя и замедлителя [1]:

- 1) топливная композиция на основе плутония оружейного качества в совокупности с эрбиевым выгорающим поглотителем;
- 2) использование микротопливных частиц многослойными покрытиями, диспергированных в топливных компактах, которые в свою очередь помещаются в гексагональные графитовые топливные блоки;
- 3) кольцевая компоновка активной зоны на

основе топливных блоков и графитовых блоков отражателя;

- 4) относительно малые поперечные размеры активной зоны и её вытянутость в аксиальном направлении.

Объём и направления расчётных и экспериментальных исследований нейтронно-физических характеристик ВТГР ГТ-МГР определяются требованием достоверного обоснования проекта с применением верифицированных программных средств.

Фактором риска при расчётном обосновании нейтронно-физических характеристик ГТ-МГР является то, что используемые программы нейтронно-физического расчёта в основном тестировались в рамках расчётных и экспери-

ментальных исследований ВТГР с урановым топливом. Поэтому уже на начальных стадиях разработки нейтронно-физической части проекта ГТ-МГР определена необходимость проведения расчётных бенчмарк-исследований и кросс-верификации проектных и реперных программ.

В настоящей работе решается задача кросс-верификации программ реперного класса, прежде всего MCU-HTR, с целью подтверждения их применимости в практике расчётных исследований ГТ-МГР.

Программа MCU-HTR, использующая метод Монте-Карло для моделирования процессов переноса нейтронов, является частью проекта MCU-5 [2], разработана в НИЦ "Курчатовский институт" и в настоящее время внедряется в практику расчётов нейтронно-физических характеристик ГТ-МГР. В этой связи важна кросс-верификация программы MCU-HTR для решения типичных расчётных задач, возникающих при обосновании нейтронно-физических характеристик.

Для кросс-верификации программы MCU-HTR выполнены расчёты выгорания для характерных ячеек (ячейки топливного компакта, ячейки выгорающего поглотителя (Er), ячейки топливного блока ГТ-МГР), а также расчёты эффективности РО СУЗ в активной зоне и отражателе. Проведено сравнение с результатами, полученными ранее в рамках бенчмарк-исследований [3, 4] по программному комплексу MONTEBURNS-1.0 [5]-MCNP5 [6]-ORIGEN2.1 [7].

1. Разработка многоуровневой бенчмарк-модели ГТ-МГР и принципы моделирования с применением программ реперного класса

При планировании работ по физике ГТ-МГР сформированы логически завершённые, взаимосвязанные объёмы работ, цель которых – получение представительных результатов исследований для обоснования выбранной конструкции, верификация и аттестация расчётных программ, используемых при проектировании. Эти работы направлены на получение недостающих про-

ектных данных (НПД) по физике ГТ-МГР, перечень которых определён на стадии эскизного проектирования. НПД включают в себя, в частности, изотопный состав топлива в зависимости от выгорания, температурные коэффициенты реактивности, эффективность систем компенсации реактивности, неравномерность распределения энерговыделения.

В рамках работ по физике ГТ-МГР разрабатывается структурированная многоуровневая тестовая модель для нейтронно-физических расчётов, предполагающая согласованное исследование ячеек топливного компакта, компакта выгорающего поглотителя, ячейки топливного блока, двумерной и трёхмерной полномасштабных моделей реактора. Бенчмарк-расчёты элементов многоуровневой тестовой модели направлены на последовательную минимизацию методической и константной составляющих неопределённости результатов расчётов.

Для расчёта с применением программы MCU-HTR и комплекса MONTEBURNS-1.0 -MCNP5-ORIGEN2.1 разработаны расчётные модели, отражающие все физические особенности моделируемого объекта.

В частности, гетерогенная структура размещения топливных частиц в компактах учитывается в прямых расчётах. Основным методом расчёта таких систем в программе MCU-HTR является метод зернистых структур [8]. Под зернистой структурой понимается материал, состоящий из двух компонент: эффективной матрицы и распределённых в ней сферических зёрен малого размера, случайно расположенных в среде (матрице) первой компоненты.

Аналогично может учитываться гетерогенное размещение частиц поглотителя в поглощающих элементах. Возможно проведение расчётов по MCU-HTR с прямым моделированием расположения микротопливных частиц в пространстве аналогично тому, как это делается при расчётах по программе MCNP5 метода Монте Карло.

Статистика выбиралась для каждого элемента многоуровневой модели таким образом, чтобы обеспечить представительность сравнений получаемых результатов.

2. Расчет выгорания ячейки топливного компакта с гетерогенным заданием топливных частиц

Рассматривается бесконечная по высоте цилиндрическая ячейка топливного компакта, которая включает топливный компакт (внутренняя зона) и графит топливного блока (внешняя зона). Топливный компакт в расчёте представляет собой бесконечный по высоте цилиндр, состоящий из графитовой матрицы, в которой равномерно распределены шаровые микротвэлы, в свою очередь состоящие из топливного ядра, и четырехслойного покрытия типа TRISO. Геометрия рассматриваемой модели ячейки топливного компакта схематично представлена на рис. 1.

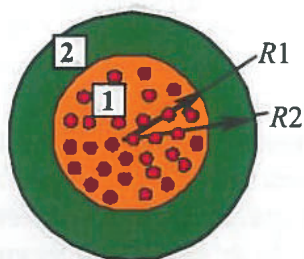


Рис. 1. Модель ячейки топливного компакта: 1 – гетерогенно заданные топливные ядра с многослойным покрытием в графите топливного компакта; 2 – графит топливного блока

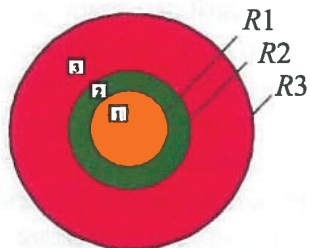


Рис. 2. Модель ЯВП: 1 – гомогенная смесь выгорающего поглотителя и графита компакта выгорающего поглотителя; 2 – графит топливного блока; 3 – гомогенная смесь топлива, графита и гелия, приходящаяся на компакт выгорающего поглотителя

Расчёты выгорания по MCU-HTR проводились с шагом 1 эфф. сут до 10 эфф. сут и далее с шагом 10 эфф. сут. Статистика составляла не менее $5 \cdot 10^5$ историй нейтронов на каждый шаг выгорания. Статистическая погрешность при расчёте коэффициента

размножения не превысила 0,1 %, при расчёте скоростей реакций на изотопах Pu и Er – 0,3 %. Рассмотрены моменты времени по выгоранию до 750 эфф. сут включительно.

В качестве выходной информации для ячейки топливного компакта применяются значения коэффициента размно-

жения нейтронов и значения скоростей реакций по изотопам: полного поглощения нейтронов (R_{abs}), деления изотопов (R_{fis}) и производства нейтронов ($R_{v_{fis}}$).

В табл. 1 представлены значения отклонений результатов расчёта ячейки топливного компакта по программе MCU-HTR от MONTEBURNS-1.0-MCNP5-ORIGEN2.1.

Из таблицы следует, что отклонение результатов MCU-HTR от результатов MONTEBURNS-1.0-MCNP5-ORIGEN2.1 не превышает 0,8 % (отн.) в определении величины коэффициента размножения, 5 % для значений ядерных концентраций изотопов Pu и 17 % для скоростей реакций.

3. Расчет ячейки выгорающего поглотителя (ЯВП)

Рассматривается бесконечная по высоте трёхзонная цилиндрическая ячейка с выгорающим поглотителем. Геометрия рассматриваемой ЯВП схематично представлена на рис. 2. Режимы расчёта ячейки этого типа аналогичны использованным при расчёте ячейки топливного компакта.

Результаты расчёта ЯВП в различные моменты времени по выгоранию включают коэффициент размножения нейтронов, ядерные концентрации и относительные скорости реакции поглощения (R_{abs}) для рассматриваемых изотопов эрбия (^{166}Er , ^{167}Er , ^{168}Er), а также долю суммарного поглощения ($\delta\alpha_{\text{Er}}$) на этих изотопах эрбия от суммарного поглощения на всех изотопах ЯВП.

В табл. 2 представлены значения отклонений результатов расчёта ЯВП по программе MCU от MONTEBURNS-1.0-MCNP5-ORIGEN2.1.

По отношению к программному комплексу MONTEBURNS-1.0-MCNP5-ORIGEN 2.1 отличие результатов по MCU-HTR в определении значения коэффициента размножения ЯВП не превышает $\sim 1,5$ %, максимальное отличие ядерных концентраций наблюдается для ^{167}Er и составляет ~ 16 %, наибольшее значение отклонения скорости реакции поглощения характерно для ^{166}Er и составляет ~ 13 %.

Т а б л и ц а 1. Результаты расчётов выгорания ячейки топливного компакта

Время облучения, эфф. сут	Исследуемый функционал	Отклонение от результатов MONTEBURNS-1.0-MCNP5-ORIGEN2.1, %			
		Концентрация	R_{abs}	R_{fis}	R_{vfis}
0	$k_{inf} = 1,4815^*$	0,74			
		Концентрация	R_{abs}	R_{fis}	R_{vfis}
	^{238}Pu	0,00	3,13	1,96	1,92
	^{239}Pu	0,00	0,60	1,69	0,75
	^{240}Pu	0,00	-3,08	-5,99	-6,78
	^{241}Pu	0,00	-1,35	-0,07	-0,32
5	$k_{inf} = 1,4562^*$	0,32			
		Концентрация	R_{abs}	R_{fis}	R_{vfis}
	^{238}Pu	-0,01	1,78	0,82	0,82
	^{239}Pu	-0,01	0,16	1,24	0,30
	^{240}Pu	-0,09	-3,14	-5,44	-6,19
	^{241}Pu	-0,37	-2,19	-0,96	-1,21
250	$k_{inf} = 1,3093^*$	0,46			
		Концентрация	R_{abs}	R_{fis}	R_{vfis}
	^{238}Pu	-0,25	1,87	2,31	2,29
	^{239}Pu	0,67	0,86	1,93	0,94
	^{240}Pu	-1,06	-3,71	-6,31	-7,09
	^{241}Pu	-2,02	-3,73	-2,65	-2,89
500	$k_{inf} = 1,2243^*$	0,52			
		Концентрация	R_{abs}	R_{fis}	R_{vfis}
	^{238}Pu	-1,88	0,11	-0,47	-0,43
	^{239}Pu	1,83	1,87	2,91	1,85
	^{240}Pu	-0,38	-3,42	-4,34	-5,12
	^{241}Pu	-1,21	-3,40	-2,35	-2,60
750	$k_{inf} = 1,1459^*$	0,50			
		Концентрация	R_{abs}	R_{fis}	R_{vfis}
	^{238}Pu	-3,09	-2,09	-0,18	-0,05
	^{239}Pu	4,54	3,39	4,39	3,25
	^{240}Pu	1,73	-1,76	-1,06	-1,75
	^{241}Pu	1,31	-2,58	-1,55	-1,80
	^{242}Pu	-4,33	-12,38	-11,74	-12,56

* значения k_{inf} , полученные по программе MCU-HTR

4. Расчет ячейки топливного блока с гетерогенным заданием топливных частиц

Рассматривается трёхмерная модель топливного блока ГТ-МГР. Расчётная модель для программ MCU-HTR и MCNP5 представлена на рис. 3.

В табл. 3 представлены результаты расчёта ячейки топливного блока по программе MCU-HTR и значения отклонений от ре-

зультатов, полученных с помощью программного комплекса MONTEBURNS-1.0-MCNP5-ORIGEN2.1.

Максимальное отклонение величины коэффициента размножения топливного блока, полученной по коду MCU-HTR, от значения, рассчитанного по MONTEBURNS-1.0-MCNP5-ORIGEN2.1, составляет ~ 1,6 %. Отклонения величин ядерных концентраций изотопов плутония и эрбия

Т а б л и ц а 2. Результаты расчётов выгорания ЯВП

Время облучения, эфф. сут	Исследуемый функционал	Отклонение от результатов MONTE-BURNS-1.0-MCNP5-ORIGEN2.1, %		
0	$k_{inf} = 1,1407^*$	1,28		
		Концентрация	R_{abs}	$\delta\alpha^{Er}$
	^{166}Er	0,00	10,20	- 1,50
	^{167}Er	0,00	- 2,17	
	^{168}Er	0,00	1,88	
5	$k_{inf} = 1,1271^*$	1,01		
		Концентрация	R_{abs}	$\delta\alpha^{Er}$
	^{166}Er	0,06	10,61	- 1,64
	^{167}Er	- 0,20	- 2,32	
	^{168}Er	0,23	0,00	
250	$k_{inf} = 1,0737^*$	- 0,21		
		Концентрация	R_{abs}	$\delta\alpha^{Er}$
	^{166}Er	0,69	- 2,58	- 2,19
	^{167}Er	- 10,35	- 3,15	
	^{168}Er	2,97	- 0,94	
500	$k_{inf} = 1,0952^*$	- 1,09		
		Концентрация	R_{abs}	$\delta\alpha^{Er}$
	^{166}Er	1,31	12,69	1,32
	^{167}Er	- 15,45	0,22	
	^{168}Er	4,66	0,62	
750	$k_{inf} = 1,1199^*$	- 1,13		
		Концентрация	R_{abs}	$\delta\alpha^{Er}$
	^{166}Er	1,89	10,49	4,46
	^{167}Er	- 13,31	3,66	
	^{168}Er	- 1,09	- 0,47	

* значения k_{inf} , полученные по программе MCU-HTR

растут с увеличением времени облучения. Максимальное значение отклонения для изотопов ^{239}Pu составляет ~ 14,5 %, для изотопов эрбия - 7...8 %.

5. Расчёт полномасштабной модели реактора

В ходе расчётов полномасштабной трёхмерной модели реактора определены значения эффективности стержней СУЗ, размещаемых в активной зоне и боковом отражателе, на начало и конец интервала времени между перегрузками топлива (в варианте с высотной перегрузкой топливных блоков в процессе кампании реактора) [4]. Сравнение некоторых результатов, полу-

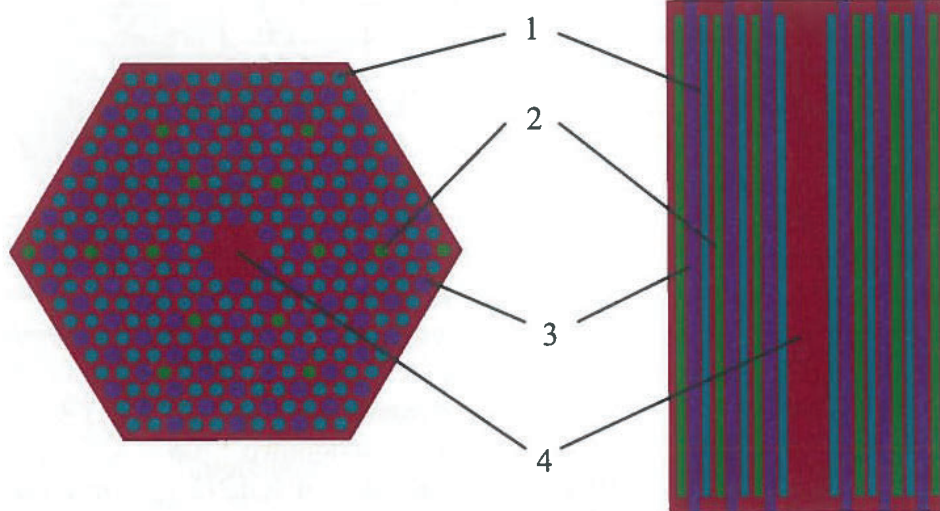


Рис. 3. Модель топливного блока: 1 – топливный компак; 2 – компак выгорающего поглотителя; 3 – канал для прохода теплоносителя; 4 – графит топливного блока

Т а б л и ц а 3. Результаты расчётов выгорания ячейки топливного блока

Время облучения, эфф. сут	Исследуемый функционал	Отклонение от результатов MONTEBURNS-1.0-MCNP5-ORIGEN2.1, %
0	$k_{inf} = 1,1808^*$	0,96
5	$k_{inf} = 1,1627^*$	0,96
		Концентрация
	^{166}Er	0,05
	^{167}Er	0,07
	^{168}Er	- 0,03
	^{238}Pu	- 0,04
	^{239}Pu	- 0,02
	^{240}Pu	- 0,16
	^{241}Pu	- 0,15
	^{242}Pu	0,00
250	$k_{inf} = 1,1113^*$	0,75
		Концентрация
	^{166}Er	0,74
	^{167}Er	3,34
	^{168}Er	- 1,64
	^{238}Pu	- 0,24
	^{239}Pu	1,00
	^{240}Pu	- 2,72
	^{241}Pu	- 0,94
	^{242}Pu	- 2,33
500	$k_{inf} = 1,1149^*$	0,27
		Концентрация
	^{166}Er	1,49
	^{167}Er	7,98
	^{168}Er	- 1,81
	^{238}Pu	- 1,32
	^{239}Pu	3,53
	^{240}Pu	- 3,07
	^{241}Pu	- 0,04
	^{242}Pu	- 5,03
750	$k_{inf} = 1,0833^*$	1,61
		Концентрация
	^{166}Er	2,31
	^{167}Er	6,91
	^{168}Er	- 1,68
	^{238}Pu	- 1,94
	^{239}Pu	14,50
	^{240}Pu	- 1,25
	^{241}Pu	5,32
	^{242}Pu	- 6,66

* значения k_{inf} , полученные по программе MCU-HTR

ченных по программам MCU-HTR и MONTEBURNS-1.0-MCNP5-ORIGEN2.1, приведено в табл. 4.

Т а б л и ц а 4. Результаты расчётов полномасштабной модели реактора

Наименование характеристики	Отклонение от результатов MONTE-BURNS-1.0-MCNP5-ORIGEN2.1, %	
	Начало цикла	Конец цикла
Эффективность стержней СУЗ в активной зоне	12,8	9,3
Эффективность стержней СУЗ в отражателе	9,8	16,9

Заключение

В настоящей работе решалась задача кросс-верификации программы реперного класса MCU-HTR с целью подтверждения её применимости в практике расчётных исследований ВТГР ГТ-МГР. Использована структурированная многоуровневая тестовая модель для нейтронно-физических расчётов, предполагающая согласованное исследование ячеек топливного компакта, компакта выгорающего поглотителя, ячейки топливного блока, и полномасштабных моделей реактора.

Сравнение результатов, полученных с помощью MCU-HTR и программного комплекса MONTEBURNS-1.0-MCNP5-ORIGEN 2.1, показало, что расчёты по этим программам дают близкие значения основных нейтронно-физических функционалов ГТ-МГР.

Различия в значениях исследуемых функционалов определяются отличием использованных при проведённых расчётах в программах MCU-HTR и MCNP5 ядерных данных, ENDF/B-VII.0 и JENDL 3.2, соответственно. Небольшой вклад вносит и различие в методике задания топливных частиц в расчётных моделях топливного блока.

В программе MCNP5 топливные керны и их покрытия задаются в явном виде и распределены по регулярной решётке в графите топливного компакта, тогда как в MCU-HTR керны заданы с использованием реализованного в программе метода зернистых структур, вследствие чего керамические оболочки топливного ядра гомогенизируются в пределах графитовой матрицы топливного компакта.

В настоящее время планируется развитие работ по кросс-верификации программ реперного класса в применении к решению типичных задач физики ВТГР, в том числе с учётом указанных факторов, определяющих

различия.

По результатам проведённых исследований программа MCU-HTR рекомендуется в качестве реперной для верификации проектных инженерных программ, а также для прямых расчётов нейтронно-физических характеристик ГТ-МГР.

Список литературы

1. *Kodochigov N., Sukharev Yu., Marova E., Ponomarev-Stepnoy N., Glushkov E., Fomichenko P.* Neutronic Features of the GT-MHR Reactor // Nucl. Eng. and Design, 2003, vol. 222, p. 161–171.
2. *Алексеев Н.И., Большагин С.Н., Гомин Е.А., Городков С.С., Гуревич М.И., Калугин М.А., Кулаков А.С., Марин С.В., Новосельцев А.П., Олейник Д.С., Пряничников А.В., Сухино-Хоменко Е.А., Шкаровский Д.А., Юдкевич М.С.* Статус MCU-5. // ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 2011, вып. 4, с. 4–23.
3. *Бояринов В.Ф., Брызгалов В.И., Глушков Е.С., Гомин Е.А., Гуревич М.И., Давиденко В.Д., Фомиченко П.А., Цибульский В.Ф., Юдкевич М.С., Марова Е.В., Сухарев Ю.П., Митенкова Е.Ф., Новиков Н.В.* Расчётные нейтронно-физические “бенчмарк”-исследования реактора типа ГТ-МГР. Там же, 2006, вып. 1, с. 110–120.
4. *Boyarinov V.F., Bryzgalov V.I., Davidenko V.D., Fomichenko P.A., Glushkov E.S., Gomin E.A., Gurevich M.I., Kodochigov N.G., Marova E.V., Mitenkova E.F., Novikov N.V., Osipov S.L., Sukharev Yu.P., Tsubulsky V.F., Yudkevich M.S.* Results of Neutronic Benchmark Analysis for a High Temperature Reactor of the GT-MHR Type / Proc. of HTR-2008, 4th Int. Topical Meet. on High Temperature Reactor Technology, September 28–October 1, 2008, Washington, USA.
5. *Poston D.I., Trelue H.R.* User's Manual, Version 2.0 for MONTEBURNS, version 1.0. LA-UR-99-4999, PSR-455 – 1999.

6. *MCNP* – A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 5. X-5 Monte Carlo Team. Los Alamos National Laboratory Report LA-UR-03-1987 (April 2003).

7. *Croff A.G.* A User's Manual for ORIGEN2 Computer Code. Oak Ridge National Laboratory document ORNL/TM-7175 – 1980.

8. *Gurevich M.I., Bryzgalov V.I.* The Neutrons Flux Density Calculation by Monte Carlo Code for the Double Heterogeneity Fuel // Proc. of Int. Conf. on Reactor Physics and Reactor Computations, Tel-Aviv, Jan. 23-26, 1994, p. 190–196.

Контактная информация –
Фомиченко Пётр Анатольевич, дир. отделения,
тел.: (499)196-74-79, e-mail: pf@dhtp.kiae.ru;
Сухарев Юрий Петрович, гл. специалист, тел.:
(831)246-94-40, e-mail: sukharev@okbm.nnov.ru

Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 2012, выл. 4,
с. 46–53.

УДК 621.039.5

Влияние облучения конструкций активной зоны на нейтронно-физические характеристики РБМК

А.А. Балыгин, А.В. Краюшкин,

НИЦ “Курчатовский институт”, 123182, Москва, пл. Курчатова, 1

Поступила в редакцию 27.06.2012 г.

Оценивается влияние изменения плотности графита и диаметров технологических каналов на нейтронно-физические свойства РБМК. Показано, что неопределённость этих величин может приводить к заметному отличию расчётных и экспериментальных значений парового коэффициента реактивности и подкритичности реактора.

Ключевые слова: РБМК, коэффициенты реактивности, подкритичность, плотность графита, диаметр канала.

Influence of the Core Construction Irradiation on RBMK Neutron Characteristics. *A.A. Balygin, A.V. Krayushkin, NRC “Kurchatov Institute”, 1, Kurchatov Sq., Moscow, 123182.*

Change of the graphite density and the fuel channels diameter on the RBMK neutron characteristics has been estimated. It was demonstrated that the uncertainties of this values bring to significant deviations between the calculation and experimental values of the void reactivity coefficient and subcriticality.

Key Words: RBMK, Reactivity Coefficients, Subcriticality, Graphite Density, Channel Diameter.

Введение

В расчётах нейтронно-физических характеристик (НФХ) РБМК обычно предполагается, что плотность графита и диаметр топливных каналов (ТК) – постоянные величины, неизменные для всех блоков РБМК в процессе их эксплуатации. Однако известно, что в процессе облучения плотность графита в активной зоне растёт [1]. Известно также, что в процессе эксплуатации под действием давления и облучения увеличиваются диаметры ТК. Достаточно

подробный анализ формоизменения ТК приведён в [2].

Процессы изменения плотности графита и диаметра ТК в процессе эксплуатации должны приводить к изменению НФХ реактора. Таким образом, в расчётном определении НФХ реактора используются параметры, величины которых известны с определённой погрешностью. В статье исследуется влияние изменения плотности графита и диаметра ТК на НФХ РБМК. Расчёты проводились с применением программы STEPAN [3].

1. Влияние изменения плотности графита на НФХ

Согласно [4] плотность необлучённого графита в РБМК лежит в пределах 1,63...1,78 г/см³. Средняя плотность и среднеквадратическое отклонение равны 1,71 и 0,03 г/см³, соответственно. При подготовке библиотеки макросечений для программы STEPAN с учётом зазоров между графитовым блоком и графитовыми кольцами принималось, что эффективная плотность графита равна 1,67 г/см³.

Согласно [1] облучение графита нейтронами с энергией $E > 0,18$ МэВ приводит к изменениям его характеристик и, в частности, плотности. Изменение плотности графита оказывает влияние на НФХ активной зоны. По разным оценкам плотность графита при облучении может увеличиться на 3...5%. По программе STEPAN проведены расчёты НФХ активной зоны для различных величин плотности графита. Результаты расчёта приведены в табл. 1, где используются следующие обозначения:

α_ϕ – паровой, α_t – топливный температурный, α_c – графитовый температурный, α_w – быстрый мощностной коэффициенты реактивности;

$\rho_{\text{кмпп}}$ – эффект обезвоживания контура многократной принудительной циркуляции (КМПЦ) на мощности;

$\rho_{\text{твс}}$ – эффект обезвоживания ТК на мощности;

$\rho_{\text{подкр}}^x$ – холодная подкритичность в “разотравленном” состоянии после “заглушения” реактора;

$\rho_{\text{кмпп}}^x$ – эффект обезвоживания КМПЦ в холодном “разотравленном” подкритическом состоянии.

Из сравнения данных, представленных в табл. 1, видно, что увеличение плотности графита приводит к сильному росту α_ϕ и эффектов обезвоживания КМПЦ на мощности и в подкритическом состоянии, что обусловлено “смягчением” спектра нейтронов. Рост α_ϕ приводит к росту α_w . Остальные НФХ слабо зависят от изменения плотности графита в рассматриваемых пределах.

2. Влияние изменения диаметра трубы ТК на НФХ

Обычно в нейтронно-физических расчётах внутренний диаметр ТК предполагается постоянным и равным 80 мм, а толщина стенки ТК равной 4 мм. Однако известно, что в процессе эксплуатации размеры труб ТК меняются. Изменение геометрии ТК обусловлено влиянием высоких температур, давления и излучения. Облучение Zr нейтронами с энергией $E > 1$ МэВ приводит к смещению атомов со своих мест в решётке и тем самым влияет на скорость его ползучести.

Согласно [2] скорость увеличения диаметра каналов лежит в пределах 0,9...1,2·10⁻⁵ % в час при работе реактора на номинальной мощности. Характер изменения внутреннего диаметра во всех исследованных ТК одинаков. От верхней и нижней границ к центру активной зоны наблюдается рост внутреннего диаметра, вызванный ростом потока быстрых нейтронов.

Т а б л и ц а 1. НФХ активной зоны для вариантов с разной плотностью графита

Параметр	Плотность графита, г/см ³				
	1,670	1,703(+ 2 %)	1,728(+ 3,5 %)	1,753(+ 5 %)	1,787(+ 7 %)
α_ϕ, β	0,36	0,75	0,93	1,14	1,43
$\alpha_t, 1/^\circ\text{C}$	$-1,32 \cdot 10^{-5}$	$-1,31 \cdot 10^{-5}$	$-1,29 \cdot 10^{-5}$	$-1,28 \cdot 10^{-5}$	$-1,27 \cdot 10^{-5}$
$\alpha_w, \beta/\text{МВт}$	$-2,70 \cdot 10^{-4}$	$-2,27 \cdot 10^{-4}$	$-2,07 \cdot 10^{-4}$	$-1,83 \cdot 10^{-4}$	$-1,52 \cdot 10^{-4}$
$\alpha_c, 1/^\circ\text{C}$	$2,14 \cdot 10^{-5}$	$2,20 \cdot 10^{-5}$	$2,22 \cdot 10^{-5}$	$2,26 \cdot 10^{-5}$	$2,31 \cdot 10^{-5}$
$\rho_{\text{кмпп}}, \beta$	0,13	0,46	0,60	0,77	1,01
$\rho_{\text{твс}}, \beta$	0,01	0,34	0,48	0,65	0,90
$\rho_{\text{подкр}}^x, \beta$	6,41	6,75	6,98	7,19	7,49
$\rho_{\text{кмпп}}^x, \beta$	-1,52	-0,92	-0,59	-0,26	0,21

Максимум достигается на расстоянии 1...2 м выше и ниже центра активной зоны. Увеличение диаметра ТК приводит к росту количества воды в активной зоне, изменению скорости движения водяной и паровой фаз, изменению местных гидравлических сопротивлений, что может оказывать влияние на НФХ.

По программе STEPAN проведены расчёты НФХ активной зоны для различных величин внутреннего диаметра. Результаты расчётов приведены в табл. 2, где в первой строке представлены величины внутреннего и внешнего диаметров ТК для рассмотренных вариантов. При этом внешний диаметр ТК рассчитывался из условия, что площадь сечения ТК (количество Zr сплава) не меняется от варианта к варианту. Остальные обозначения в табл. 2 как в табл. 1.

С увеличением внутреннего диаметра ТК растёт количество воды в активной зоне, что приводит к существенному росту парового коэффициента реактивности. Некоторый рост быстрого мощностного коэффициента реактивности обусловлен ростом $\alpha_{\text{ф}}$. При увеличении количества воды температура тепловых нейтронов снижается, что приводит к уменьшению влияния эрбиевого поглотителя и соответственно к росту $\alpha_{\text{с}}$. С увеличением внутреннего диаметра растёт подкритичность реактора, что связано с увеличением количества воды в активной зоне. По этой же причине растёт эффект обезвоживания КМПЦ в подкритическом состоянии. Остальные величины с ростом диаметра ТК меняются незначительно.

3. Обсуждение результатов

Таким образом видно, что изменение плотности графита и диаметра ТК оказывает заметное влияние на такие НФХ РБМК, как паровой коэффициент реактивности, эффекты обезвоживания, подкритичность, что необходимо учитывать при проведении расчётов.

Ни плотность графита в кладке, ни диаметры ТК в принципе не могут быть точно определены для расчёта НФХ, поскольку они меняются с разной скоростью в разных нодах активной зоны в процессе эксплуатации реактора. Эти величины меняются от блока к блоку РБМК. Более того, они меняются для каждого блока в процессе его эксплуатации.

Это значит, что два блока РБМК с одинаковой загрузкой, но имеющие разный "возраст", могут иметь заметно разные величины названных выше НФХ. Также это означает, что НФХ каждого конкретного блока РБМК меняются в процессе эксплуатации не только в результате изменения загрузки (перевод на другие типы топлива и регулирующих стержней, загрузка и выгрузка дополнительных поглотителей и т.д.), но и в результате изменения плотности графита в активной зоне и диаметров ТК при облучении.

Можно оценить погрешность в вычислении НФХ в результате неопределённости плотности графита и диаметра ТК. В табл. 3 и 4 в качестве примера представлены такие оценки для величин $\alpha_{\text{ф}}$ и $\rho_{\text{подкр}}^{\text{x}}$.

В первых столбцах табл. 3 и 4 приводятся параметры, вклад которых учитыва-

Т а б л и ц а 2. НФХ активной зоны для вариантов с разными диаметрами ТК

Параметр	Величина внутреннего/внешнего диаметра ТК, мм					
	80,0/88,0	80,5/88,46	81,0/88,9	81,5/89,36	82,0/89,82	83,0/90,74
$\alpha_{\text{ф}}, \beta$	0,36	0,43	0,52	0,61	0,71	0,94
$\alpha_{\text{с}}, 1/^\circ\text{C}$	$2,14 \cdot 10^{-5}$	$2,21 \cdot 10^{-5}$	$2,27 \cdot 10^{-5}$	$2,33 \cdot 10^{-5}$	$2,40 \cdot 10^{-5}$	$2,53 \cdot 10^{-5}$
$\alpha_{\text{в}}, \beta/\text{МВт}$	$-2,70 \cdot 10^{-4}$	$-2,65 \cdot 10^{-4}$	$-2,59 \cdot 10^{-4}$	$-2,52 \cdot 10^{-4}$	$-2,45 \cdot 10^{-4}$	$-2,27 \cdot 10^{-4}$
$\rho_{\text{КМПЦ}}, \beta$	0,135	0,118	0,103	0,090	0,075	0,053
$\rho_{\text{твс}}, \beta$	0,015	0,0	-0,01	-0,03	-0,05	-0,07
$\rho_{\text{подкр}}^{\text{x}}, \beta$	6,41	6,67	6,94	7,22	7,51	8,11
$\rho_{\text{КМПЦ}}^{\text{x}}, \beta$	-1,51	-1,28	-1,04	-0,78	-0,53	0,0

ется при оценке погрешности α_{ϕ} , а во вторых столбцах – величины производных α_{ϕ} и $\rho_{\text{подкр}}^x$ по рассматриваемому параметру, оценённые на основании результатов расчётов, представленных в табл. 1 и 2.

Т а б л и ц а 3. Оценка влияния неопределённости параметров на α_{ϕ}

Параметр	$\partial\alpha_{\phi}/\partial x$	Δx	$\Delta\alpha_{\phi}$
$\gamma_{\text{гр}}$	10,0 $\beta/(\text{г}/\text{см}^3)$	0,02 $\text{г}/\text{см}^3$	0,20
$\varnothing_{\text{тк}}$	0,17 $\beta/\text{мм}$	1,0 мм	0,17

Т а б л и ц а 4. Оценка влияния неопределённости параметров на $\rho_{\text{подкр}}^x$

Параметр	$\partial\rho_{\text{подкр}}^x/\partial x$	Δx	$\Delta\rho_{\text{подкр}}^x$
$\gamma_{\text{гр}}$	10,0 $\beta/(\text{г}/\text{см}^3)$	0,02 $\text{г}/\text{см}^3$	0,20
$\varnothing_{\text{тк}}$	0,53 $\beta/\text{мм}$	1,0 мм	0,53

В третьих столбцах приводятся величины возможной неопределённости параметров, в четвёртых столбцах – вклады в погрешность α_{ϕ} и $\rho_{\text{подкр}}^x$.

Во второй строке ($\gamma_{\text{гр}}$) представлены данные для расчёта вклада в погрешность от неточного знания плотности графита, а в третьей строке ($\varnothing_{\text{тк}}$) – диаметров ТК.

На основании данных, приведённых в табл. 3, получаем оценку погрешности парового коэффициента реактивности $\Delta\alpha_{\phi} = 0,3 \beta$. Обозначения, используемые в табл. 4, такие же, как и в табл. 3.

Аналогично получаем оценку суммарной погрешности в определении подкритичности в холодном разотравленном состоянии $\rho_{\text{подкр}}^x = 0,6 \beta$.

Заключение

Таким образом, учитывая практическую невозможность знания точных величин плотности графита и диаметров каналов и их распределений в объёме активной зоны, следует признать, что погрешность расчёта парового коэффициента реактивности и подкритичности не может быть меньше 0,3 β и 0,6 β , соответственно.

Список литературы

1. Вяткин С.Е., Деев А.Н., Назорный В.Г., Островский В.С., Сигарев А.М., Соккер Г.А. Ядерный графит. М.: Атомиздат, 1967.
2. Белянин Л.А., Лебедев В.И., Рязанцев Е.П. Безопасность АЭС с канальными реакторами. Реконструкция активной зоны. М.: Энергоатомиздат, 1997.
3. Babaytsev M.N., Fedosov A.M., Glembotsky A.V., Krayushkin A.V., Kubarev A.V., Romanenko V.S. The STEPAN code for RBMK reactor calculation. Препринт РНЦ КИ № IAE-5660/5, 1993.
4. Канальный ядерный энергетический реактор РБМК. Под общей ред. Черкашова Ю.М. М.: Изд-во "ГУП НИКИЭТ", 2006.

Контактная информация –

Балыгин Алексей Александрович, в. н. с., тел.: (499)196-72-33, e-mail: balyg@dcnr.vver.kiae.ru

Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 2012, вып. 4,
с. 53–56.

Оценка чувствительности нейтронно-физических характеристик реактора на быстрых нейтронах к степени очистки топлива от младших актинидов

В.А. Чёрный, Л.А. Кочетков,

ФГУП "ГНЦ РФ-ФЭИ", 249033, г. Обнинск Калужской обл., пл. Бондаренко, 1

А.И. Невиница,

ИАТЭ НИЯУ "МИФИ", 249040, г. Обнинск Калужской области, Студенческий городок, 1

Поступила в редакцию 07.03.2012 г.

Статья посвящена расчётным исследованиям зависимости основных физических характеристик энергетического реактора на быстрых нейтронах от степени очистки от младших актинидов плутония, получаемого в результате переработки отработавшего ядерного топлива пирроэлектрохимическим методом и идущего на изготовление МОХ-топлива для повторной загрузки в указанный реактор. Исследования показали, что с точки зрения сохранения таких важных параметров реактора типа БН-800, как критичность, натриевый пустотный эффект реактивности, доплер-эффект, эффективность органов СУЗ, для подпитки (перегрузки) активной зоны можно использовать переработанное без отделения младших актинидов отработавшее в ней топливо.

Ключевые слова: быстрый реактор, перегрузки ТВС, младшие актиниды, переработка.

Assessments of Sensitivity of Neutron-Physical Parameters of Fast Neutron Reactor to Purification of Reprocessed Fuel from Minor Actinides. *V.A. Cherny, L.A. Kochetkov, Obninsk Institute for Physics and Power Engineering, 1, Bondarenko Sq., Obninsk, Kaluga Region, 249033, A.I. Nevinitza, Institute of Nuclear Power Engineering of National Research Nuclear University "MEPhI", 1, Studgorodok, Obninsk, Kaluga region, 249040.*

Paper is devoted to computational analysis of dependence of the basic physical characteristics of a fast neutron reactors from a degree of purification of plutonium from minor actinides, received as a result of pyroelectrochemical reprocessing of irradiated MOX fast reactor fuel going on manufacturing for repeated loading in the specified reactor. Investigations have shown, that from the point of view of preservation of such important parameters of BN-800 type reactor as criticality, sodium void reactivity effect, Doppler-effect, efficiency of safety rods, for a core refueling it is possible to use reprocessed fuel without separation minor actinides.

Key Words: Fast Reactor, Subassemblies Refueling, Minor Actinides, Reprocessing.

Введение

Стратегия Российской Федерации в области ядерной энергетики направлена на применение плутония в быстрых энергетических реакторах и замыкание по плутонию их топливного цикла. Такая стратегия ставит задачу создания промышленной переработки отработавшего в быстрых энергетических реакторах ядерного топлива и повторного использования в них выделенного плутония.

Одним из определяющих аспектов технологии переработки отработавшего ядерного топлива с выделением плутония служит степень его очистки от других элементов и, в частности, от младших актинидов

(МА) и продуктов деления. Понятно, что степень очистки плутония, определяющая его ядерные, радиационные и теплофизические параметры, влияет на условия обращения при изготовлении и транспортировке топлива, твэлов и ТВС на основе этого плутония, а также на физические и другие характеристики быстрых энергетических реакторов, в которые загружаются эти ТВС.

Общее рассмотрение естественно диктует стремление к получению наиболее чистого плутония, чтобы уменьшить кардинально указанный перечень негативных влияний. Однако, такое стремление ведёт к усложнению технологии переработки отработавшего ядерного топлива и, в конечном итоге, к ухудшению технико-экономичес-

ких характеристик перерабатывающего завода.

Очевидно, что необходим компромисс, т.е. поиск оптимально допустимой степени очистки плутония с точки зрения обеспечения требуемых характеристик топлива для быстрых энергетических реакторов, которая не будет тяжёлым бременем для производства как по переработке отработавшего ядерного топлива, так и по изготовлению из него свежего топлива.

Данная работа посвящена одному из аспектов рассматриваемой проблемы, а именно, расчётным исследованиям влияния на основные физические характеристики быстрого энергетического реактора типа БН-800 степени очистки от МА плутония, получаемого в результате переработки отработавшего ядерного топлива пироэлектрохимическим методом и идущего на изготовление МОХ-топлива для загрузки в указанный реактор.

1. Исходные данные для расчётных исследований

Расчётные исследования поставленной задачи проводились для реактора типа БН-800. Характеристики рассматриваемого реактора [1, 2], требуемые для разработки расчётной модели, имеют следующие значения:

- тепловая мощность 2 100 МВт;
- кампания ТВС активной зоны – 420 эффективных суток, что соответствует максимальному выгоранию топлива ~ 10 % т.а.;
- активная зона работает в установившемся режиме перегрузок ТВС с трёхкратным циклом продолжительностью 140 эффективных суток;
- количество ТВС в активной зоне – 565, в том числе в зонах малого, среднего и большого обогащений (ЗМО, ЗСО и ЗБО) 211, 156 и 198, соответственно;
- обогащение МОХ-топлива – 19,5, 22,1, 24,7 % в ЗМО, ЗСО, ЗБО, соответственно;
- МОХ-топливо на основе смеси плутония, поступающего после переработки отработавшего уранового топлива тепловых

легководных реакторов со следующим усреднённым изотопным составом: $^{238}\text{Pu}/^{239}\text{Pu}/^{240}\text{Pu}/^{241}\text{Pu}/^{242}\text{Pu} = 0,005/0,600/0,245/0,109/0,041$, и обеднённого урана;

- высота активной зоны 88 см;
- боковая зона воспроизводства – 90 ТВС (обеднённая двуокись урана);
- высота боковой зоны воспроизводства 158 см;
- под активной зоной размещается нижняя воспроизводящая зона толщиной 35 см (обеднённая двуокись урана);
- над активной зоной расположена натриевая полость высотой 30 см;
- над натриевой полостью помещается верхняя борная защита толщиной 15 см;
- в активной зоне имеются 16 стержней компенсации реактивности, 12 стержней аварийной защиты и 2 регулирующих стержня;
- за боковой зоной воспроизводства располагаются радиальная стальная защита (178 сборок) и далее радиальная борная защита (180 сборок).

Для изготовления МОХ-топлива рассматриваемого реактора, как видно, планировалось использовать чистый плутоний без содержания МА, продуктов деления и других значимых примесей.

2. Методика исследований

Расчётные исследования зависимости физических характеристик рассматриваемого энергетического реактора на быстрых нейтронах от степени очистки плутония от МА, получаемого в результате переработки отработавшего ядерного топлива пироэлектрохимическим методом и идущего на изготовление МОХ-топлива для повторной загрузки, проведены для четырёх вариантов топливной загрузки активной зоны.

Первый вариант топливной загрузки реализуется с применением чистого плутония без МА, продуктов деления и других значимых примесей.

Второй вариант изготавливается следующим образом: выгруженное из отработанной активной зоны первого варианта

топливо ЗМО, ЗСО, ЗБО, не смешиваясь между собой, перерабатывается с отделением 100 % продуктов деления. Затем смесь урана, плутония и МА, полученная в результате переработки, смешивается с обеднённым ураном. Полученная смесь используется для изготовления МОХ-топлива, которое далее загружается в реактор. С топливом такого состава рассчитывался принятый стационарный режим перегрузок [3].

Третий вариант: выгруженное из отработанной активной зоны первого варианта топлива ЗМО, ЗСО, ЗБО, не смешиваясь между собой, перерабатывается с отделением 90 % МА (т.е. с коэффициентом очистки, равным 10) и 100 % продуктов деления. Затем смесь урана, плутония и МА, полученная в результате переработки, смешивается с обеднённым ураном. Полученная смесь применяется для изготовления МОХ-топлива, которое далее загружается в реактор. С топливом такого состава рассчитывался принятый стационарный режим перегрузок.

Четвёртый вариант: выгруженное из отработанной активной зоны первого варианта топлива ЗМО, ЗСО, ЗБО, не смешиваясь между собой, перерабатывается с отделением 50, 80 и 95 % соответственно нептуния, америция, кюрия (т.е. с коэффициентами очистки, равными 2, 5 и 20, соответственно) и 100 % продуктов деления. Затем – как в третьем варианте.

Таким образом, в данной работе выполнены расчёты влияния на нейтронно-физические характеристики реактора типа БН-800 только МА при полном удалении из переработанного топлива продуктов деления.

Влияние МА оценивалось для трёх случаев:

- отсутствие очистки, т.е. МА полностью остаются в переработанной смеси изотопов урана и плутония;
- коэффициент очистки принят одинаковым и равным 10 для нептуния, америция и кюрия;

- коэффициенты очистки согласно работе [4] равны 2, 5 и 20 для нептуния, америция и кюрия, соответственно.

3. Программы и константы нейтронно-физического расчёта

Приведённые в настоящей статье расчётные результаты получены с помощью пакета трёхмерных программ DD3, входящих в состав интегрированной программной системы ShIPR [5], предназначенной для математического моделирования физических процессов в ядерных реакторах, в том числе для проведения расчётов физических характеристик реакторов типа БН.

Определение нейтронно-физических макроконстант для решения диффузионного уравнения переноса нейтронов и заблокированных микроконстант для расчёта выгорания топлива осуществлялось с помощью системы подготовки констант CONSYST [6], использующей систему ядерно-физических констант БНАБ-93 [7].

4. Результаты расчётных исследований

Нуклидный состав топлива, облучённого и выгружаемого из активной зоны рассматриваемого реактора, идущего в последующем на переработку для повторного применения в этом же реакторе, представлен в табл. 1. Данные табл. 1 показывают, что в выгружаемом из первого варианта активной зоны топливе содержится в среднем 0,2 % МА и 6,5 % продуктов деления.

Результаты расчётного анализа влияния МА (степени очистки от них топлива) на такие нейтронно-физические характеристики реактора типа БН-800, как критические параметры и важные для безопасности параметры – натриевый пустотный эффект реактивности, доплер-эффект и эффективность стержней СУЗ, даны в табл. 2.

Проведённые расчётные исследования позволяют сделать следующие выводы:

- 1) выгруженное из активной зоны реактора типа БН-800 топливо после стопроцентной очистки от продуктов деления при полном сохранении в нём накопленных МА

Т а б л и ц а 1. Нуклидный состав топлива, выгружаемого из активной зоны рассматриваемого реактора с загрузкой активной зоны МОХ-топливом на основе чистого плутония (вариант 1)

Изотоп	ЗМО		ЗСО		ЗБО	
	кг/ТВС	% т. а.	кг/ТВС	% т. а.	кг/ТВС	% т. а.
²³² U	4,86E-11	2,17E-10	5,96E-11	2,66E-10	4,68E-11	2,09E-10
²³³ U	2,51E-09	1,12E-08	3,05E-09	1,36E-08	2,37E-09	1,06E-08
²³⁴ U	1,70E-04	7,59E-04	1,95E-04	8,71E-04	2,03E-04	9,07E-04
²³⁵ U	4,18E-02	1,87E-01	4,31E-02	1,92E-01	4,77E-02	2,13E-01
²³⁶ U	6,36E-03	2,84E-02	5,56E-03	2,48E-02	4,21E-03	1,88E-02
²³⁸ U	1,67E+01	7,44E+01	1,63E+01	7,26E+01	1,60E+01	7,15E+01
sum U	1,67E+01	7,46E+01	1,63E+01	7,28E+01	1,61E+01	7,17E+01
²³⁷ Np	5,00E-03	2,23E-02	5,11E-03	2,28E-02	3,72E-03	1,66E-02
²³⁹ Np	8,58E-03	3,83E-02	7,37E-03	3,29E-02	5,17E-03	2,31E-02
sum Np	1,36E-02	6,06E-02	1,25E-02	5,57E-02	8,89E-03	3,97E-02
²³⁶ Pu	1,50E-10	6,69E-10	1,83E-10	8,16E-10	1,43E-10	6,40E-10
²³⁸ Pu	1,68E-02	7,48E-02	1,93E-02	8,60E-02	2,07E-02	9,23E-02
²³⁹ Pu	2,40E+00	1,07E+01	2,61E+00	1,16E+01	2,93E+00	1,31E+01
²⁴⁰ Pu	1,14E+00	5,08E+00	1,25E+00	5,59E+00	1,39E+00	6,21E+00
²⁴¹ Pu	3,31E-01	1,48E+00	3,81E-01	1,70E+00	4,59E-01	2,05E+00
²⁴² Pu	1,88E-01	8,38E-01	2,10E-01	9,38E-01	2,34E-01	1,04E+00
sum Pu	4,08E+00	1,82E+01	4,46E+00	1,99E+01	5,04E+00	2,25E+01
²⁴¹ Am	1,43E-02	6,40E-02	1,72E-02	7,70E-02	2,23E-02	9,96E-02
^{242m} Am	3,70E-04	1,65E-03	3,90E-04	1,74E-03	3,74E-04	1,67E-03
²⁴³ Am	1,60E-02	7,16E-02	1,57E-02	7,03E-02	1,30E-02	5,81E-02
sum Am	3,08E-02	1,37E-01	3,34E-02	1,49E-01	3,57E-02	1,59E-01
²⁴² Cm	1,27E-03	5,66E-03	1,31E-03	5,85E-03	1,19E-03	5,33E-03
²⁴³ Cm	5,49E-05	2,45E-04	4,77E-05	2,13E-04	3,16E-05	1,41E-04
sum Cm	1,32E-03	5,91E-03	1,36E-03	6,06E-03	1,23E-03	5,47E-03
sum MA	4,57E-02	2,04E-01	4,72E-02	2,11E-01	4,58E-02	2,05E-01
Осколки	1,56E+00	6,94E+00	1,58E+00	7,04E+00	1,23E+00	5,50E+00

может использоваться для изготовления свежего топлива без корректировки его начального обогащения;

2) повторное применение выгоревшего в активной зоне реактора типа БН-800 МОХ-топлива с коэффициентом очистки от МА, равным 10, не изменяет величину натриевого пустотного эффекта реактивности. Даже в случае отсутствия какой-либо очистки облучённого топлива от МА, полностью остающихся в переработанной уран-плутониевой смеси, натриевый пустотный эффект реактивности практически не меняется: его величина возрастает всего лишь на 0,03 % ΔК/К;

3) практически отсутствует влияние степени очистки выгоревшего топлива от МА и повторно загружаемого в активную

зону на величину доплеровской постоянной для реактора типа БН-800;

4) эффективность стержней аварийной защиты практически не зависит от состава топлива с различной степенью очистки от МА в активной зоне реактора типа БН-800.

Заключение

Проведённые расчётные исследования чувствительности физических характеристик реактора типа БН-800 к степени очистки от МА топлива, полученного с использованием переработанного пироэлектроди-мическим методом отработавшего топлива, привели к следующим результатам.

С точки зрения обеспечения (сохранения) параметров реактора типа БН-800, таких как критические параметры и важные

Т а б л и ц а 2. Нейтронно-физические характеристики реактора типа БН-800 в зависимости от степени очистки МА в перерабатываемом топливе, идущем на изготовление МОХ-топлива для загрузки в активную зону

Вариант	1	2	3	4
Коэффициенты очистки МА	∞^*)	0	10	
в том числе:				
Нр	∞	0	10	2
Am	∞	0	10	5
Сm	∞	0	10	20
Эффективный коэффициент размножения нейтронов	1,00391	1,00411	1,00357	1,00318
Натриевый пустотный эффект реактивности, % $\Delta K/K$	-0,115	-0,084	-0,115	-0,116
Доплер-эффект: доплеровская постоянная	0,00677	0,00667	0,00675	0,00673
Эффективность стержней аварийной защиты, % $\Delta K/K$	4,58	4,55	4,57	4,57

*) стопроцентная очистка

для безопасности параметры – натриевый пустотный эффект реактивности, доплер-эффект, эффективность стержней СУЗ, для подпитки (перегрузок) активной зоны можно применять переработанное без отделения МА отработавшее в ней топливо.

Полученные результаты расчётных исследований следует рассматривать как предварительную и частичную оценку влияния содержания МА в МОХ-топливе на его прохождение в замкнутом топливном цикле, так как рассмотрено только его повторное использование без многократного рецикла.

Более того, в дальнейшем необходимо рассмотреть влияние содержания МА в свежем МОХ-топливе на его радиационные и тепловые характеристики, влияющие на технологию обращения с твэлами и ТВС, а также, как отмечалось, оценить влияние многократной циркуляции МА в топливном цикле на рассмотренные в работе характеристики.

Кроме того, в дальнейшем следует оценить влияние на параметры активной зоны и отдельных ТВС степени очистки “свежего” топлива, изготовленного на основе переработанного топлива, от осколков деления.

Список литературы

1. *Matveev V.I., Chebeskov A.N., Cherny V.A., Krivitski I.Yu., Kirushin A.I., Belov S.B., Vasiljev B.A.* Studies, development and justification of core with zero sodium void reactivity effect of the BN -800 reactor // Proc. Int. Topical Meeting, Obninsk, October 3-7, 1994, v. 1, p. 45–59.
2. *Fast Reactor Database.* IAEA-TECDOC-866, Vienna, Austria, February, 1996, p. 19–31.
3. *Невиница А.И., Матвеев В.И., Стогов В.Ю., Чёрный В.А.* Расчёт нейтронно-физических характеристик быстрого реактора в стационарном режиме перегрузок // ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 2011, вып. 2, с. 53–57.
4. *Bychkov A.V., Vavilov S.K., Skiba O.V. et al.* Pyroelectrochemical reprocessing of irradiated MOX fast reactor fuel. III Experiment using the BOR-60 fuel // Proc. Int. Conf. GLOBAL-97, Yokohama, Japan, October 5-10, 1997, v. 2, p. 912–917.
5. *Зизин М.Н., Шушаков А.В., Дементьева Д.Ю., Сушнова Н.Б.* Интеллектуальная программная оболочка ShIPR для математического моделирования ядерных реакторов. Общее описание. Препринт ИАЭ-5701/5, 1994.
6. *Мантуров Г.Н., Николаев М.Н., Цибуля А.М.* Программа подготовки констант CONSYST. Описание применения. Препринт ФЭИ-2828, Обнинск, 2000.
7. *Мантуров Г.Н., Николаев М.Н., Цибуля А.М.* Система групповых констант БНАБ-93 // ВАНТ. Сер. Ядерные константы, 1996, № 1.

Контактная информация –

Чёрный Владимир Алексеевич, с. н. с., тел.: (48439)9-81-27, e-mail: cherny@ippe.obninsk.ru

Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, 2012, вып. 4, с. 57–61.

Влияние состава загружаемого плутония на изменение реактивности и изотопный состав нарабатываемого топлива в реакторе на быстрых нейтронах

В.Ю. Бландинский,

НИЦ "Курчатовский институт", 123182, Москва, пл. Курчатова, 1

Поступила в редакцию 03.04.2012 г.

Приводятся результаты расчётного исследования выгорания и воспроизводства нуклидов в металлическом топливе, состоящем из смеси плутония и обеднённого урана, в реакторе на быстрых нейтронах с натриевым теплоносителем. Рассмотрена возможность применения плутония из ОЯТ отечественных тепловых реакторов и оружейного плутония. Показано, что наибольшая наработка вторичного топлива и наименьшее изменение реактивности за кампанию реактора достигаются при использовании плутония из ОЯТ РБМК-1000.

Ключевые слова: ОЯТ, плутоний, выгорание топлива, тепловой реактор, быстрый реактор, система ядерной энергетики.

The Influence of Plutonium Composition Used in Fast Reactor on Reactivity Depletion and Isotopic Composition of Fuel Produced. *V.Yu. Blandinskiy, NRC "Kurchatov Institute", 1, Kurchatov Sq., Moscow, 123182.*

This paper describes the results of computational burn-up simulation of metal fuel consisting of plutonium and depleted uranium, which is used in fast sodium cooled reactor. The potential of plutonium derived from spent nuclear fuel (SNF) of thermal reactors and weapon grade plutonium was investigated in terms of breeding. It was shown that the best plutonium production and the least reactivity depletion during the reactor life-time were achieved in case of plutonium recovered from RBMK-1000 SNF.

Key Words: SNF, Plutonium, Fuel Burn-up, Thermal Reactor, Fast Reactor, Nuclear Power System.

Введение

В идеальном случае полностью замкнутой системы ядерной энергетики все тяжёлые ядра, попадающие в такую систему, рано или поздно будут превращаться в продукты деления. Из внешней среды эта система будет потреблять только природный уран (и в дальнейшей перспективе торий), а на окончательное захоронение отправлялись бы только продукты деления.

С момента пуска первой атомной станции и на протяжении последующих 60 лет вплоть до настоящего времени мировая ядерная энергетика существовала в условиях открытого ядерного топливного цикла (ЯТЦ). За это время накоплено некоторое количество отработавшего ядерного топлива (ОЯТ). Для непосредственного захоронения ОЯТ (после необходимой выдержки) потребуются слишком большие объёмы хранилищ, надёжно изолированных от окружающей среды. Лицензирование таких

объектов на период порядка 1000 лет является серьёзной проблемой.

Поэтому ряд стран пошёл по пути переработки ОЯТ. Современные технологии переработки подразумевают разделение ОЯТ на три составляющие: уран, плутоний (или смесь урана и плутония) и отходы, которые содержат продукты деления и трансурановые элементы, накапливающиеся в результате цепочки последовательных захватов нейтронов и бета-распадов тяжёлых ядер [1]. Однако при захоронении тяжёлых ядер теряется нейтронный потенциал системы. Ведь на образование трансурановых элементов потрачены нейтроны. Эти ядра можно разделить и получить энергию и новые нейтроны.

Ни один из построенных радиохимических заводов сегодня не работает на полную мощность. Хранение таких продуктов переработки ОЯТ, как плутоний, сопоставимо по расходам с долговременным хранением самого отработавшего топлива. Кроме

того долговременное хранение полезных продуктов переработки до тех пор, пока не будут разработаны соответствующие технологии их применения, повышает риск распространения и неконтролируемого использования таких материалов. В случае переработки возникают дополнительные затраты на обращение с возникающими при этом РАО.

Рециклирование материалов в системе реакторов на тепловых нейтронах не является экономически выгодным при текущей стоимости природного урана даже при организации производства МОХ-топлива. Однако с ростом стоимости природного урана и при использовании выделенного плутония и других трансурановых элементов в реакторах на быстрых нейтронах ситуация может измениться. Кроме того, реакторы на быстрых нейтронах позволят вовлечь в ядерный топливный цикл максимальное количество ^{238}U .

1. Особенности организации первой фазы замкнутого ЯТЦ (ЗЯТЦ) в России

Развитая система ядерной энергетики должна была бы включать реакторы различных типов (быстрые, тепловые, реакторы-выжигатели). В этом случае уран, плутоний и другие трансурановые элементы, входящие в состав ОЯТ тепловых реакторов, будут в некотором промежуточном состоянии. В конечное состояние они перейдут только тогда, когда будут полностью переведены в продукты деления.

С помощью реакторов на быстрых нейтронах, способных воспроизводить плутоний, ядерной энергетике удастся вовлечь весь доступный уран в процесс производства энергии, т.е. значительно расширить свою ресурсную базу. Темп вовлечения ^{238}U в цикл зависит от скорости роста потребности в энергии.

При интенсивном сценарии развития ядерной энергетики понадобится много бридеров с высоким коэффициентом воспроизводства и коротким топливным циклом. Плутоний, необходимый для формирования стартовых загрузок этих реакторов,

можно взять из накопленного к настоящему времени ОЯТ тепловых реакторов, а также из запасов оружейного плутония (что будет приветствоваться с точки зрения договора о сокращении ядерных вооружений), т.е. наработанный к настоящему времени плутоний служит средством перехода к ЗЯТЦ.

В России помимо водо-водяных реакторов, которые являются самым распространённым типом реакторов в мире, значительная доля "ядерного" электричества производится на АЭС с РБМК-1000. Плутоний из ОЯТ разных реакторов имеет различный изотопный состав, что повлияет на процесс выгорания и наработку плутония при его использовании в реакторе на быстрых нейтронах.

2. Расчётные исследования влияния состава плутония на характеристики воспроизводства ядерного топлива в быстром реакторе (БР)

В настоящей работе проведён сравнительный анализ процессов выгорания металлического топлива на основе плутония из ОЯТ РБМК-1000, ВВЭР-1000 и оружейного плутония в реакторе Супер-БР, который удовлетворяет требованиям устойчиво развивающейся системы ядерной энергетики. Все три топливные композиции получены путём смешивания выбранного сорта плутония и обеднённого урана с массовым содержанием 0,1 % изотопа ^{235}U .

В качестве плутония из ВВЭР-1000 взят плутоний, накапливающийся в таком реакторе, работающем в открытом топливном цикле, при достижении глубины выгорания топлива 41 МВт·сут/кг. Изотопный состав плутония, накопленного в ОЯТ РБМК-1000, соответствует глубине выгорания 21 МВт·сут/кг. Изотопные составы рассмотренных сортов плутония приведены в табл. 1.

В качестве Супер-БР в данной работе рассматривается реактор на быстрых нейтронах с металлическим топливом и натриевым теплоносителем электрической мощностью 1000 МВт. Реактор такого типа в системе ядерной энергетики позициониру-

ется как средство поддержания или даже расширения нейтронного потенциала системы. В работе [2] к нему предъявляются довольно жёсткие требования по удельной нагрузке и величине избыточной наработки топлива.

Т а б л и ц а 1. Изотопный состав плутония, массовые доли

	Плутоний из РБМК-1000	Плутоний из ВВЭР-1000	Оружейный плутоний
^{238}Pu	—	—	0,001
^{239}Pu	0,495	0,559	0,917
^{240}Pu	0,345	0,198	0,066
^{241}Pu	0,100	0,180	0,011
^{242}Pu	0,060	0,063	0,004
^{241}Am	—	—	0,001

Поэтому выбрано металлическое топливо, обеспечивающее наилучшее воспроизводство топливных ядер. Ясно, что самая большая загрузка плутония получится при использовании плутония из ОЯТ РБМК-1000, так как в нём содержится наименьшее количество изотопов ^{239}Pu и ^{241}Pu и наибольшее количество ^{240}Pu . Однако даже в этом случае она составила 3,5 т, что удовлетворяет ограничениям, приведённым в работе [2] (3...4 т/ГВт(э)).

Известно, что основным недостатком металлических урана, плутония и некоторых их сплавов являются сильное радиационное распухание и образование легкоплав-

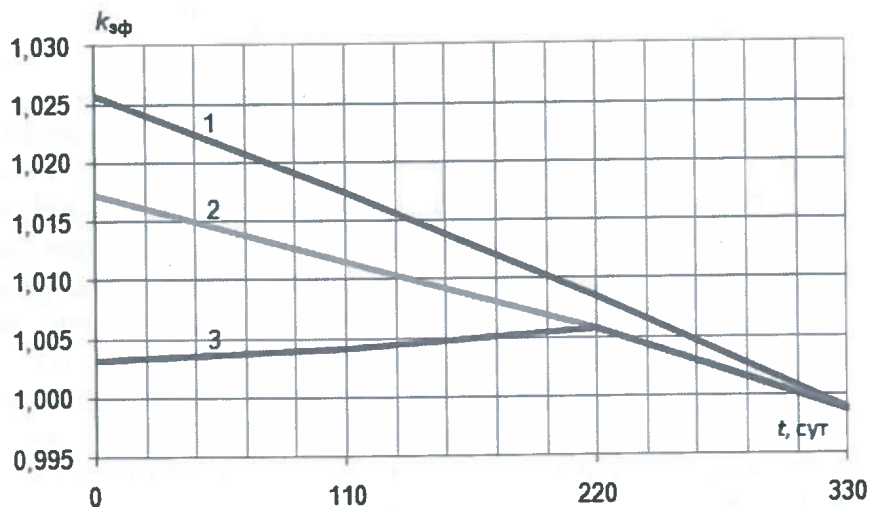


Рис. 1. Изменение $k_{эф}$ со временем в зависимости от типа используемого плутония: 1 — плутоний из ОЯТ ВВЭР-1000, 2 — оружейный плутоний, 3 — плутоний из ОЯТ РБМК-1000

ких эвтектик при взаимодействии с материалами оболочки. Однако в работе [3] приводятся результаты экспериментальных исследований, показывающие, что ограничивающие факторы, связанные со свойствами таких материалов, могут быть преодолены. Об этом же свидетельствуют работы по индийскому реактору на быстрых нейтронах с металлическим топливом [4].

В настоящей работе длительность кампании топлива, загружаемого в активную зону и торцевые экраны, выбрана равной 2 годам. Кампания топлива бокового экрана — 4 года, кампания реактора — 1 год. Перед проведением сравнительных расчётов смоделирована средняя загрузка, при которой все ТВС имеют изотопный состав, усреднённый между составами свежих ТВС и ТВС, уже простоявших в активной зоне 1 год.

В ходе расчётов оценены изменение $k_{эф}$ со временем, наработка плутония и изменение его изотопного состава. Начальное содержание плутония в топливе подбиралось таким образом, чтобы избежать чрезмерного запаса реактивности, который отрицательно сказался бы на наработке плутония. Зависимость $k_{эф}$ от времени приведена на рис. 1.

Как видно, при использовании оружейного плутония и плутония из ОЯТ ВВЭР-1000 $k_{эф}$ непрерывно уменьшается на протяжении всей кампании реактора. Поэтому приходится задавать начальный запас реактивности до 7 $\beta_{эф}$ (с учётом того, что для типичного реактора на быстрых нейтронах с плутониевой загрузкой $\beta_{эф} = 0,004$ [5]), который придётся компенсировать с помощью поглощающих стержней, что будет ухудшать баланс нейтронов в реакторе.

При использовании плутония из ОЯТ РБМК-1000 ситуация лучше. Максимальное изменение реактивности за кампанию реактора не превышает 2 $\beta_{эф}$. При дальней-

шем уменьшении содержания делящихся ядер (и соответственном увеличении содержания сырьевых) можно добиться ещё более слабого изменения реактивности, хотя и на более коротком временном интервале (рис. 2).

На протяжении первых 220 сут $k_{эф}$ практически не меняется, а за последние 110 сут реактивность уменьшается на $\sim 1 \beta_{эф}$. Если взять длительность кампании реактора 220 сут, то за это время реактивность не успеет существенно измениться, т.е. при эксплуатации реактора достаточно будет иметь лишь оперативный запас реактивности для управления.

В табл. 2 указана избыточная наработка изотопов плутония. Полученные данные при использовании плутония из ОЯТ РБМК-1000 соответствуют загрузке плутония, изменение $k_{эф}$ со временем для которой показано на рис. 1.

В активной зоне и экранах присутствует сырьевой материал ^{238}U , из которого нарабатывается изотоп ^{239}Pu при любом составе загруженного в активную зону плутония. Уже по наработке изотопа ^{239}Pu видно, что оружейный плутоний нецелесообразно применять в качестве топлива в реакторе на быстрых нейтронах, так как он обеспечивает наименьшую избыточную наработку плутония.

Несмотря на то, что ^{239}Pu нарабатывается в экранах реактора, он же является основным делящимся нуклидом (так принято называть нуклиды, делящиеся нейтронами тепловых энергий), который находится в активной зоне и интенсивно прогорает. При этом происходит накопление изотопа ^{240}Pu , что ведёт к ухудшению качества плутония.

При использовании плутония из ОЯТ ВВЭР-1000 накапливается наибольшее ко-

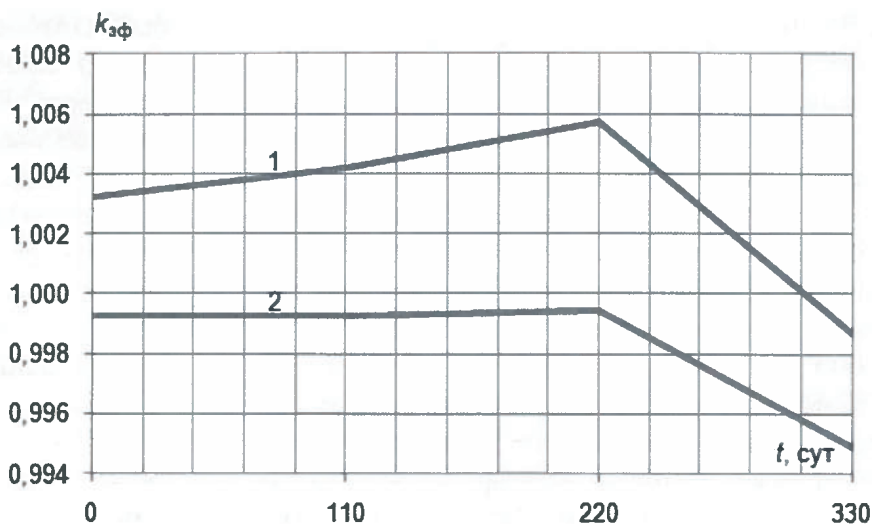


Рис. 2. Изменение $k_{эф}$ со временем для различного содержания делящихся ядер в топливе с плутонием из ОЯТ РБМК-1000: 1 – исходное содержание, 2 – пониженное содержание

Т а б л и ц а 2. Избыточная наработка изотопов плутония, кг/ГВт(э)

Тип плутония	^{239}Pu	^{241}Pu	$^{239}\text{Pu},$ ^{241}Pu	^{240}Pu	Весь Pu
Из ОЯТ РБМК-1000	355,8	- 54,3*	301,5	- 6,9*	294,6
Из ОЯТ ВВЭР-1000	374,1	- 140,9*	233,2	65,3	298,5
Оружейный Pu	183,9	9,2	193,1	153,7	348,6

* Знак "минус" означает, что данный нуклид не накапливается, а расходуется в процессе выгорания топлива

личество ^{239}Pu – около 374 кг, однако при этом прогорает много ^{241}Pu . Поэтому суммарная величина избыточной наработки делящихся изотопов плутония на треть меньше. Так происходит потому, что топливо, извлекаемое из ВВЭР-1000, имеет большую глубину выгорания, чем ОЯТ РБМК-1000, и в нём накоплено большое количество ^{241}Pu , который эффективно делится в реакторе с энергонапряжённой активной зоной и высокой плотностью потока нейтронов.

Известно, что изотоп ^{241}Pu подвержен β^- -распаду с постоянной распада $\lambda = 1,53 \cdot 10^{-9} \text{ с}^{-1}$. Когда ^{241}Pu находится в активной зоне, происходят два конкурирующих процесса: радиоактивный распад и взаимодействие с нейтронами. В зоне малого содержания плутония рассматриваемого реактора средняя за кампанию плотность потока нейтронов равна $6,66 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, а эффективное одногрупповое сечение поглощения составляет 2,93 барн. Их произведение равно

$1,95 \cdot 10^{-8}$, что на порядок больше постоянной распада. Поэтому ^{241}Pu эффективно взаимодействует с нейтронами, в том числе и делится, высвобождая нейтроны для поддержания критичности.

В результате наработка делящихся изотопов плутония несколько больше, чем в случае оружейного плутония, но меньше, чем при использовании плутония из РБМК-1000. В случае же применения плутония из РБМК-1000 обеспечивается наибольшая наработка делящихся изотопов плутония, кроме того в отличие от двух других вариантов снижается количество ^{240}Pu и тем самым улучшается качество плутония. Таким образом, плутоний из ОЯТ РБМК-1000 лучше всего подходит для использования в реакторе на быстрых нейтронах и в то же время непригоден для изготовления МОХ-топлива для тепловых реакторов ввиду большого содержания изотопа ^{240}Pu .

Плутоний из ОЯТ ВВЭР-1000 и РБМК-1000 и оружейный плутоний имеют различ-

ный изотопный состав, и этот плутониевый вектор изменяется по-разному в быстром реакторе. Вообще говоря, максимальные равновесные количества нуклидов, которые могут быть достигнуты в системе реакторов, не должны зависеть от состава топлива, с которого система начинает своё развитие, т.е. расчёт равновесного состояния в системе – это решение задачи без начальных условий.

Время выхода разных нуклидов в равновесное состояние различно и может быть значительно больше длительности кампании реактора. Определив изменение концентрации того или иного нуклида за кампанию реактора и зная его равновесную концентрацию, можно оценить время, необходимое для достижения этим нуклидом равновесного состояния.

На рис. 3 приведены зависимости содержания некоторых изотопов плутония в реакторе от времени. Как видно, содержание ^{239}Pu во всех трёх случаях увеличивается

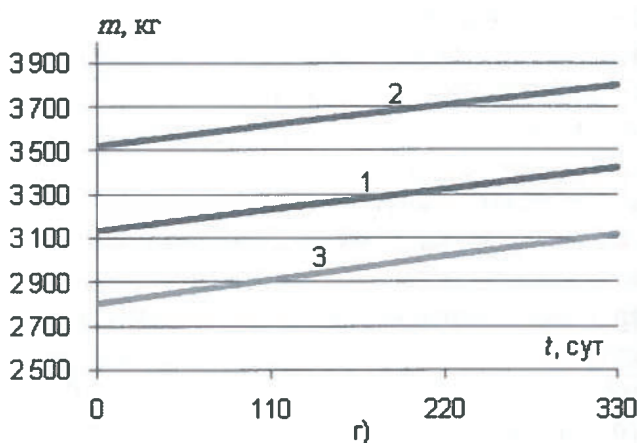
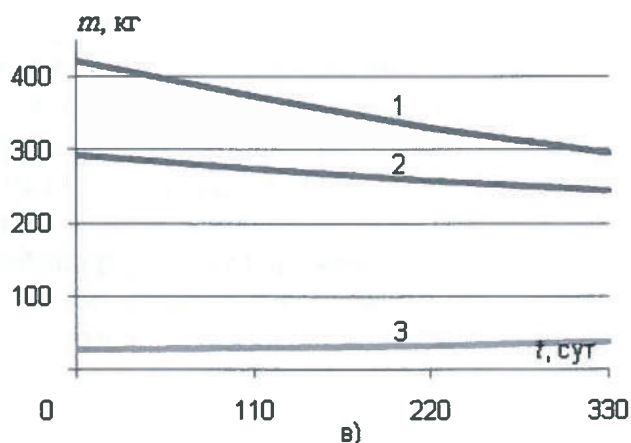
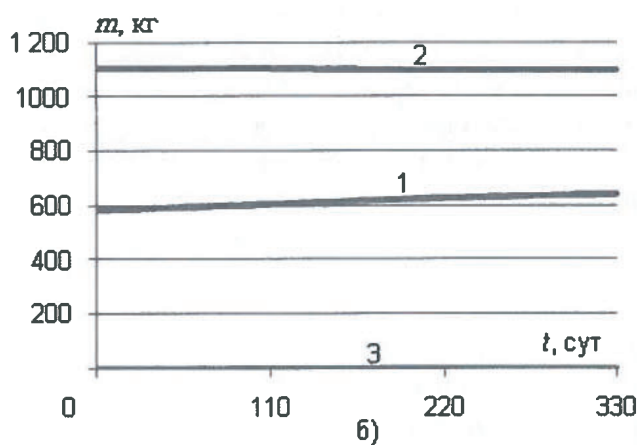
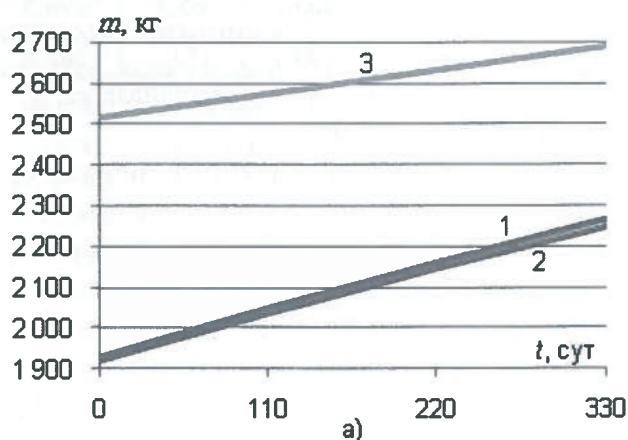


Рис. 3. Зависимость массы ^{239}Pu (а), ^{240}Pu (б), ^{241}Pu (в) и всего плутония в реакторе (г) в кг от времени при использовании различных типов плутония: 1 – плутоний из ОЯТ ВВЭР-1000, 2 – плутоний из ОЯТ РБМК-1000, 3 – оружейный плутоний

ся, однако при использовании плутония из ОЯТ ВВЭР-1000 и РБМК-1000 этот нуклид нарабатывается даже в активной зоне. В случае с загрузкой из оружейного плутония ^{239}Pu накапливается только в экранах, а в активной зоне прогорает, что приводит к меньшей суммарной наработке.

Отличительной чертой варианта с плутонием из ОЯТ РБМК-1000 является то, что в этом случае суммарное количество ^{240}Pu в реакторе не возрастает, а значит, его массовая доля по отношению к ^{239}Pu уменьшается, т.е. улучшается качество плутония. При использовании топлива из ОЯТ РБМК-1000 и ВВЭР-1000 содержание ^{241}Pu уменьшается со временем, так как его начальное содержание в топливе велико и макроскопическое сечение поглощения ^{241}Pu больше макроскопического сечения захвата ^{240}Pu .

В случае с топливом из оружейного плутония, наоборот, содержание ^{241}Pu мало и скорость его исчезновения меньше скорости образования. Поэтому его количество со временем растёт. Суммарное же количество делящихся изотопов ^{239}Pu и ^{241}Pu увеличивается со временем во всех трёх вариантах (рис. 3).

Заключение

На основании проведённых расчётов можно сделать следующие выводы. Среди трёх рассмотренных вариантов наибольшая наработка делящихся изотопов плутония получена при использовании плутония из ОЯТ РБМК-1000. Причём при уменьшении кампании реактора до 220 сут можно поддерживать реактор в таком состоянии, при котором реактивность практически не изменится за кампанию реактора. Кроме того, при применении плутония из ОЯТ РБМК-1000 достигается приемлемая для системы ядерной энергетики величина наработки избыточного плутония, приведённая в работе [3] (300 кг/(ГВт(э)-год)).

По данным 2008 г., приведённым в работе [6], в России накоплено около 11,5 тысяч т ОЯТ РБМК-1000. Если принять, что в 1 т ОЯТ от РБМК содержится 5,24 кг плутония, то суммарное количество плутония,

накопленного реакторами такого типа, составит 60,3 т. Стартовая загрузка реактора Супер-БР равна 3,5 т плутония.

Предполагается, что реактор работает в топливном цикле, при котором все тяжёлые ядра, выгруженные из активной зоны, возвращаются в неё после переработки, а в экраны возвращается только рециклированный уран. Плутоний, нарабатываемый в экранах, поступает на склад, откуда он будет распределяться по потребителям в системе ядерной энергетики. Остальные трансурановые элементы, накопленные в экранах, поступают в хранилище.

Разделившиеся ядра и нуклиды, выведенные из реактора, компенсируются подпиткой природным ураном. При этом, как показывает расчёт выгорания, содержание плутония в активной зоне будет уменьшаться на 30 кг в год, поэтому ежегодно в активную зону будет загружаться соответствующее количество плутония, выделенного из ОЯТ РБМК-1000.

Если принять срок эксплуатации такого реактора 60 лет, то, чтобы переработать весь плутоний из ОЯТ РБМК-1000 за указанный период (и передать в систему нарабатанный при этом плутоний более высокого качества) потребуется 11 блоков.

Разрабатывать новый реактор для строительства всего 11-ти блоков не представляется целесообразным. Однако, ранее показано [7], что приемлемая наработка в таком реакторе может быть достигнута при использовании плутония, массовые доли изотопов ^{238}Pu , ^{239}Pu , ^{240}Pu , ^{241}Pu , ^{242}Pu и ^{241}Am в котором соответственно равны 0,026; 0,586; 0,264; 0,050; 0,069 и 0,005.

При смешении в определённых пропорциях рассмотренных сортов плутония можно получить плутониевый вектор, близкий к вышеупомянутому, что позволит утилизировать в реакторе на быстрых нейтронах если и не весь, то хотя бы часть накопленного в ОЯТ и оружейного плутония и при этом обеспечить близкую к требуемой наработку плутония. Кроме того, такой реактор эффективно конвертирует природный или отвалный уран в плутоний, что является необходимым условием ресурсо-

обеспеченности ядерной энергетики в долгосрочной перспективе.

Список литературы

1. *Hamilton L.H., Scowcroft B., Ayers M.H., Bailey V.A., Carnesale A., Domenici P.V., Eisenhower S., Hagel C., Lash J., Macfarlane A.M., Meserve R.A., Moniz E.J., Peterson P.F., Rowe J.W., Sharp P.* Blue Ribbon Commission on America's Nuclear Future. Report of the Secretary of Energy. January 2012. http://www.brc.gov/sites/default/files/documents/brc_finalreport_jan2012.pdf (дата обращения: 28.02.2012).
2. *Nuclear Energy Development in the 21st Century: Global Scenarios and Regional Trends.* Vienna: IAEA, 2010.
3. *Status and Trends of Nuclear Fuels Technology for Sodium Cooled Fast Reactors.* Vienna: IAEA, 2011.
4. *Devan K., Bachchan A., Riyas A., Sathiyasheela T., Mohanakrishnan P., Chetal S.C.* Physics design of experimental metal fuelled fast reactor cores for full scale demonstration // Nucl. Eng. Design, 2011, v. 241, p. 3058–3067.

5. *Усынин Г.Б., Кусмарцев Е.В.* Реакторы на быстрых нейтронах: Учеб. пособие для вузов / Под ред. Ф.М. Митенкова. М.: Энергоатомиздат, 1985.

6. *Второй национальный доклад РФ* "О выполнении обязательств, вытекающих из объединённой конвенции о безопасности обращения с отработавшим ядерным топливом и о безопасности обращения с радиоактивными отходами". М.: Росатом, 2009. http://www.fcpradbez.ru/images/stories/FCP/natrep_web.pdf (дата обращения: 15.03.2012).

7. *Бландинский В.Ю., Дудников А.А.* Быстрые реакторы с разным видом топлива в системе ядерной энергетики // Атомная энергия, март 2012, т. 112, вып. 3, с. 175–177.

Контактная информация –

Бландинский Виктор Юрьевич, аспирант, тел.: +7(926)887-92-71, +7(499)196-70-16; e-mail: blandinsky@mail.ru

Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 2012, вып. 4,
с. 62–68.

УДК 621.039.5

Система ECRAN 3D пространственно-временной диагностики состояния активной зоны

Д.А. Соловьёв, Н.В. Шукин, А.А. Семёнов, А.Л. Черезов, О.В. Глазков, Ф.В. Груздов, С.Г. Долженко, И.А. Чернышёва, М.Б. Шарифьянов,
НИЯУ "МИФИ", 115409, Москва, Каширское ш., 31

Поступила в редакцию 10.05.2012 г.

Для обеспечения необходимого уровня безопасности и эффективности эксплуатации АЭС требуются постоянное наблюдение за состоянием её энергоблоков и своевременное обнаружение любых неисправностей, возникающих в работе ЯЭУ или программных средствах поддержки эксплуатации. Рассмотрены алгоритмы расчётно-измерительной системы ECRAN 3D (Experimental & Computational Reactor Analysis), предназначенной для непрерывного контроля и диагностики состояния активных зон и баз данных РУ РБМК-1000.

Ключевые слова: диагностика, пространственно-временная фильтрация, система ECRAN 3D.

The Core Space-Time Diagnostic System ECRAN 3D. D.A. Solovyov, N.V. Schukin, A.A. Semyonov, A.L. Cherezov, O.V. Glazkov, F.V. Gruzdov, S.G. Dolzhenko, I.A. Chernyshyova, M.B. Sharifyanov, National Research Nuclear University "MEPhI", 31, Kashirskoe sh., Moscow, 115409.

Permanent supervision and timely detection of any failures which may arise in the reactor core or in the software tools are required for increase safety and efficiency of NPP operation. This paper is devoted to the mathematical algorithms used in the computational-experimental diagnostic system ECRAN 3D. The system was designed to perform continuous supervision and diagnostics of RBMK-1000 operation conditions and its databases.

Key Words: Diagnostics, Space-Time Filtration, System ECRAN 3D.

Введение

В настоящее время достигнут значительный прогресс в понимании физических основ поведения и уровне математического моделирования ядерных реакторов. Разработаны программы, детально описывающие ключевые процессы, происходящие в реакторных установках (РУ). Однако даже такого мощного инструментария не всегда бывает достаточно для быстрого и эффективного решения новых задач, возникающих при эксплуатации АЭС. К ним относится задача непрерывного мониторинга и диагностики состояния активной зоны (а.з.) и базы данных (БД) РУ с РБМК-1000, которая непосредственным образом связана с повышением безопасности, надёжности и экономической эффективности эксплуатации АЭС и ядерной энергетики в целом.

Рассматриваемые в данной статье алгоритмы диагностики основаны на предположении, что все потенциальные неисправности и нарушения в работе РБМК-1000 могут быть зарегистрированы путём выявления несоответствия между измеренными данными системы внутриреакторного контроля и расчётными данными, полученными с использованием программных средств поддержки эксплуатации ЯЭУ. При этом можно выделить три различные по происхождению группы неисправностей.

1) Полный или частичный выход из строя элементов оборудования ЯЭУ. К этой группе отказов относятся:

- изменение положения органа регулирования (ОР), вызванное выходом из строя исполнительных механизмов привода СУЗ;

- потеря целостности гильзы кластерного регулирующего органа (КРО).

2) Выход из строя датчиков, регистрирующих текущее состояние ЯЭУ:

- радиальных (ВРД-Р) и/или высотных (ВРД-В) внутриреакторных детекторов нейтронного поля;

- датчиков поканального расхода теплоносителя;

- датчиков положения органов СУЗ.

3) Сбой в работе системы информаци-

онной и расчётной поддержки эксплуатации. Ошибки могут возникнуть по вине персонала станции во время проведения различных мероприятий на энергоблоке либо в связи с техническими неисправностями:

- неверное введение в информационно-измерительную систему (ИИС) типа или значения энерговыработки загружаемой ТВС;

- неправильная регистрация положений запорно-регулирующих клапанов при изменении расхода теплоносителя через каналы а.з.;

- ошибки или запаздывание при передаче данных из ИИС в программный комплекс Отдела ядерной безопасности и надёжности (ОЯБиН).

Некоторые неисправности оперативно выявляются персоналом без применения дополнительных средств диагностики, поскольку они фиксируются с помощью штатной системы контроля РУ. Своевременное обнаружение других неисправностей штатными средствами оказывается невозможным. Эти скрытые неисправности могут долгое время оставаться незамеченными и для их выявления требуются специальные алгоритмы диагностики.

Все перечисленные выше ошибки и отказы можно трактовать как возмущения параметров математической модели РУ, порождающие наблюдаемый сигнал рассогласования – расхождение между расчётными и измеренными данными. Из физических соображений понятно, что каждый тип возмущения порождает характерную пространственно-временную форму сигнала рассогласования.

Предлагаемая система диагностики ЕС-RAN 3D основана на математически корректной процедуре обработки этого сигнала и развивает подходы, предложенные в работах [1...5]. Система ЕС-RAN 3D решает следующие важные с точки зрения безопасности, надёжности и экономичности задачи:

- регистрация факта и времени возникновения возмущения;

- локализация возмущения (определение номера канала, координаты по высоте а.з.);
- определение типа возмущения;
- количественная оценка возмущения.

Решение перечисленных задач, определяющих чувствительность и избирательность системы диагностики, выполняется в рамках вероятностного подхода.

Для обеспечения требуемого уровня точности и оперативности в системе диагностики должны использоваться полномасштабные (трёхмерные) нейтронно-физические модели РУ, работающие в реальном масштабе времени. Для этого наиболее целесообразно применять модели, которые реализованы в хорошо зарекомендовавших себя и аттестованных штатных программах поддержки эксплуатации РБМК-1000, производящих нейтронно-физический расчёт, учитывающий теплогидравлические обратные связи (POLARIS [6], ТРОЙКА [7] и другие программы комплекса ЭНЕРГИЯ [8]).

1. Алгоритмы системы диагностики ECRAN 3D

Алгоритм системы диагностики работает в циклическом режиме и состоит из нескольких блоков. Дадим их краткое описание.

Приём данных из ИИС РУ. В начале каждого цикла алгоритма диагностики осуществляется автоматическая обработка базы данных ИИС СКАЛА-МИКРО. Блок-схема потоков данных системы диагностики представлена на рис. 1. Данные прини-

маются в объёме, необходимом для проведения расчётов по программам комплекса ЭНЕРГИЯ. Если по каким-то причинам приём данных не может быть осуществлён, выдаётся сообщение об ошибке.

Предварительная проверка проводится для исключения случаев ввода в систему диагностики ложных данных, которые не связаны с реальными отказами реакторного оборудования, а возникают непосредственно в самой информационно-вычислительной среде по разным (случайным или характерным для этой системы) причинам. Поэтому перед тем как задействовать весь арсенал диагностических средств целесообразно выполнить простейшее тестирование данных.

В системе ECRAN 3D с этой целью проводится сравнение результатов расчёта по программам ПРИЗМА-М [9] и ПРИЗМА-М-АНАЛОГ [10]. Если отклонения расчётных параметров, полученных по обеим программам, находятся в допустимых пределах, то входные данные считаются пригодными для последующей обработки. В противном случае данные помечаются как недостоверные и алгоритм генерирует сообщение об ошибке. Блок-схема алгоритма предварительной проверки данных представлена на рис. 2.

Критерием достоверности входных данных служит совпадение (в пределах заданного уровня погрешности) ряда параметров, рассчитываемых по программам ПРИЗМА-М и ПРИЗМА-М-АНАЛОГ. При этом среднеквадратические отклонения для значений расчётных параметров, указанных в

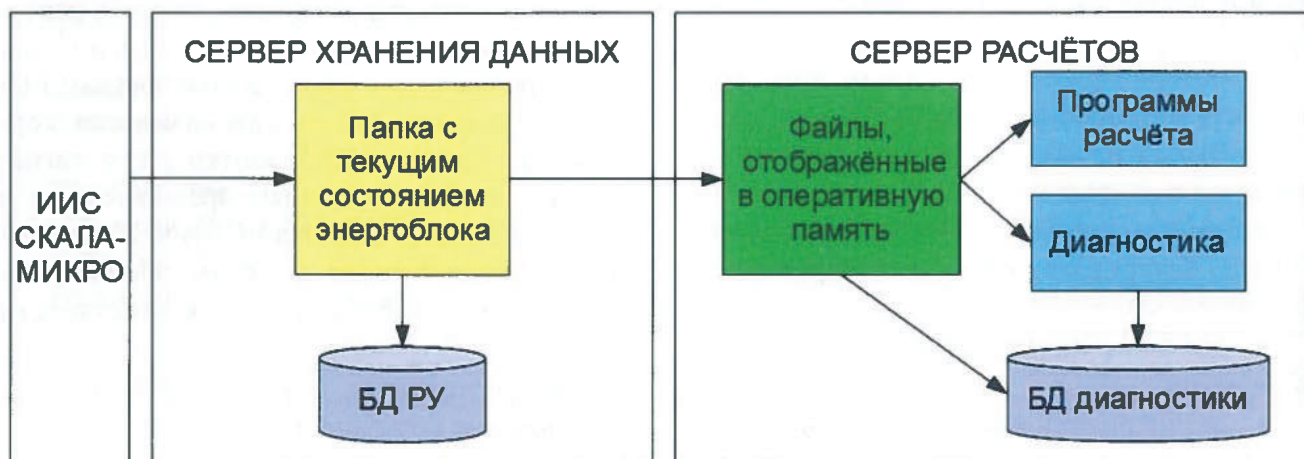


Рис. 1. Блок-схема потоков данных системы диагностики ECRAN 3D

аттестационном паспорте ПРИЗМА-М-АНАЛОГ:

- мощности ТВС;
- максимальной линейной нагрузки на ТВЭЛ;
- коэффициентов запаса до максимальной линейной нагрузки и предельно допустимой мощности по кризису теплосъёма, не должны превышать заданной величины (порядка 1 %).

Важной особенностью для АЭС с энергоблоками типа РБМК, в отличие от энергоблоков с реакторами других типов, является возможность проведения операции перегрузки технологических каналов без остановки реактора. В этой связи для расчёта процесса перегрузок по нейтронно-физическим программам должны выполняться два условия:

- регистрация в ИИС промежуточного положения выгружаемой/загружаемой ТВС;
- нейтронно-физические программы должны рассчитывать промежуточные положения ТВС.

Если одно из этих условий либо оба не выполняются, то информация о состоянии РУ на время проведения перегрузки должна исключаться из анализа. В настоящее время в данных о состоянии энергоблока информации о промежуточном положении ТВС в а.з. нет. В алгоритме диагностики предусмотрена возможность учёта этой информации в случае её появления.

Сейчас в алгоритме диагностики предусмотрена пауза в работе на время перегрузки. Поскольку в данных ИИС информации о начале и окончании перегрузки нет, реализован алгоритм, определяющий и контролирующий эти моменты времени по изменению сопутствующих параметров.

Перегрузка топливной ячейки включает в себя следующие технологические операции:

- стыковка разгрузочно-загрузочной машины с перегружаемым каналом;
- разгерметизация канала;
- извлечение “отработавшей” ТВС;

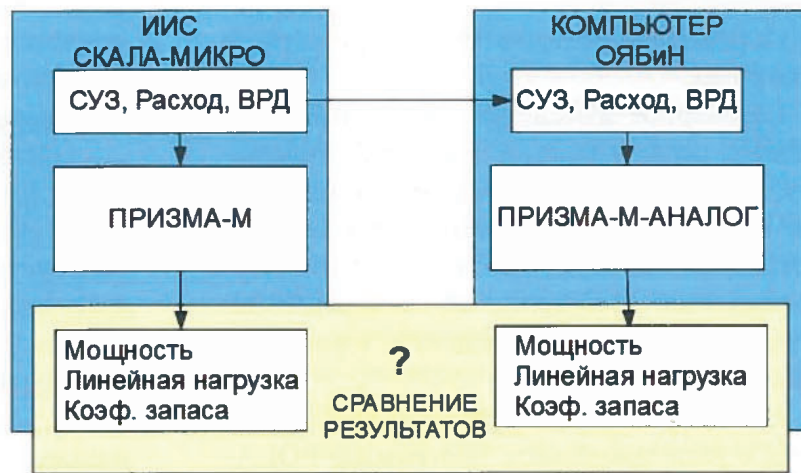


Рис. 2. Блок-схема алгоритма предварительной проверки данных

- установка “свежей” ТВС;
- герметизация канала;
- отстыковка разгрузочно-загрузочной машины.

В соответствии с инструкцией по перегрузке топливных каналов [11] должны быть выполнены следующие операции:

- перед проведением перегрузки производится корректировка опорного нейтронно-физического расчёта, принимаются меры по выравниванию поля энерговыделения по высоте и радиусу а.з.;
- при извлечении “отработавшей” и установке “свежей” ТВС ведущий инженер управления реактором, выполняющий перегрузку, стремится поддерживать исходное распределение энерговыделения, изменяя положения ОР СУЗ и контролируя поля по системе ВРД.

Сам алгоритм мониторинга перегрузки основан на анализе изменений данных ИИС СКАЛА-МИКРО. Для этого на каждом шаге работы системы диагностики производится сравнение типа загрузки и энерговыработки в каждом из каналов со значениями этих параметров на предыдущем шаге.

В случае обнаружения изменения типа загрузки канала или значительного изменения энерговыработки выдаётся сообщение о начале перегрузки и в программе устанавливается признак проведения перегрузки, позволяющий учесть, что момент окончания перегрузки всегда отличается от момента её появления в файлах состояния РУ. При наличии признака перегрузки анализируется изменение положений стержней

СУЗ в районе канала, в котором проводится перегрузка.

Суммарное изменение положений ближайших регулирующих стержней показывает, что происходит компенсация внесённой положительной реактивности за счёт постановки "свежей" ТВС в а.з. В этом случае выдаётся сообщение об окончании перегрузки и признак проведения перегрузки снимается.

Нейтронно-физический расчёт проводится с использованием программы POLARIS, рассчитывающей распределение плотности потока нейтронов, энерговыделение и эффективный коэффициент размножения реактора из решения условно-критического двухгруппового диффузионного уравнения в трёхмерной геометрии с заданной нормировкой источника нейтронов деления на полную мощность реактора.

При проведении нейтронно-физического расчёта используются данные библиотеки нейтронных сечений, зависящие от состояния, загрузки реактора, значений энерговыработок и мощностей топливных ячеек.

Решение краевой задачи в программе POLARIS осуществляется численно на конечно-разностной сетке в трёхмерной (X, Y, Z) геометрии. Разбиение реактора в плане (X, Y) включает 2 488 расчётных ячеек с шагом 25 см с узлами, расположенными в центрах ячеек реактора, что охватывает всю а.з. вместе с боковым отражателем.

Для вычисления наибольшего собственного значения и соответствующей положительной собственной функции задачи при-

меняется метод итерации источников с чебышевскими параметрами и совмещёнными внешними и внутренними итерациями.

Организация внешних итераций построена по схеме, применяемой в программе БОКР [8]. Для внутренних итераций используется метод симметричной последовательной релаксации.

Часть параметров расчётной модели: картограммы загрузки а.з. и энерговыработки ТВС, положения органов СУЗ, поканаальные расходы теплоносителя, распределение температуры теплоносителя на входе являются управляющими параметрами, которые определяют значения нейтронных сечений в текущий момент времени.

Чтобы применить программу POLARIS для целей диагностики, в её код внесены сервисные дополнения, позволяющие осуществлять выгрузку необходимых для диагностики функционалов: измеренных и восстановленных значений мощности в местах расположения ВРД, поправок к сечениям генерации (результат оптимальной корректировки параметров нейтронно-физической модели с целью согласования расчётных мощностей и нейтронных потоков с показаниями датчиков в пределах погрешности измерений при соблюдении условия критичности).

Пространственно-временная фильтрация осуществляется после проведения нейтронно-физического расчёта. Блок-схема алгоритма пространственно-временной фильтрации представлена на рис. 3. Перед проведением фильтрации в каждый момент времени формируется сигнал рассогласования,

представляющий из себя вектор отклонений измеренных параметров от расчётных и служащий по своей сути пространственной невязкой между измерениями и расчётами. Сигнал δ рассогласования содержит следующие массивы данных:

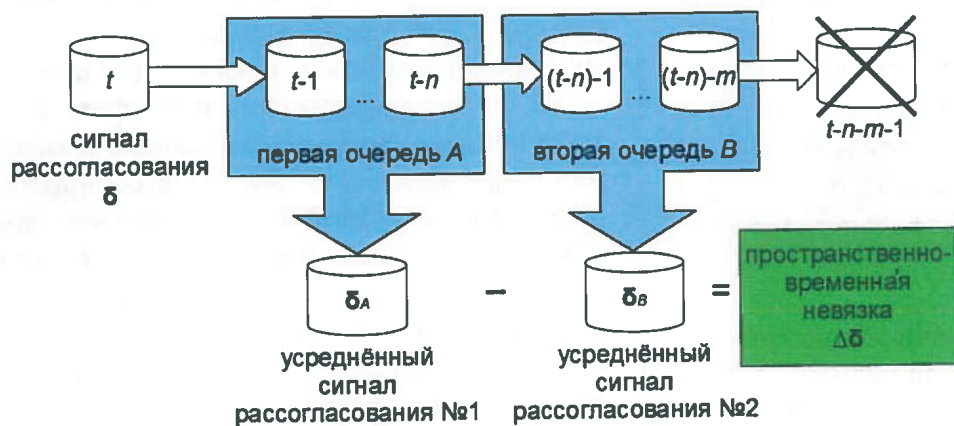


Рис. 3. Блок-схема алгоритма пространственно-временной фильтрации

- $ВРД-R_{изм} - ВРД-R_{расч}$;
- $ВРД-V_{изм} - ВРД-V_{расч}$;
- поправки к сечениям генерации.

В идеальном случае, когда модель точно описывает поведение моделируемого объекта, $\delta = 0$ и скалярное произведение $(\delta, \delta) = 0$. Однако на практике это обычно не так и следует стремиться к минимизации скалярной невязки: $(\delta, \delta) \rightarrow \min$.

Полученные сигналы δ рассогласования вводятся в две последовательные временные очереди A и B . Сначала осуществляется ввод в первую временную очередь. По мере поступления всё новых данных сигнал рассогласования движется к концу первой очереди и по достижении конца переводится во вторую временную очередь. При устаревании данных во второй очереди они выбрасываются из области фильтрации.

Каждая очередь обрабатывается цифровым фильтром, предназначенным для обработки сигнала с целью повышения отношения полезного сигнала к шуму.

Проведено тестирование эффективности применения медианного и усредняющего цифровых фильтров для целей диагностики. По результатам тестирования на характерных для РБМК-1000 сигналах рассогласования усредняющий фильтр показал луч-

шее отношение сигнал/шум, поэтому в системе ECRAN 3D используется именно он.

При каждом поступлении новых данных производится усреднение сигналов рассогласования, находящихся в очередях. Результатами усреднения являются созданные на основе временных очередей два усреднённых сигнала рассогласования: δ_A, δ_B . После усреднения производится покомпонентное вычитание второго усреднённого сигнала из первого: $\Delta\delta = \delta_A - \delta_B$.

Таким образом, на выходе получается разница усреднённых сигналов рассогласований, называемая пространственно-временной невязкой $\Delta\delta$ и характеризующая пространственно-временные изменения в состоянии РУ.

Пример обработки сигнала датчика по алгоритму пространственно-временной фильтрации представлен на рис. 4.

Выявление и локализация возмущения. Перед тем, как начать процедуру выявления отказа, производится интегральное суммирование по переменной z высоты произведения объёмного поля поправок к сечениям генерации $\varepsilon(x, y, z)$ и форм-функции $f(z)$: $\varepsilon(x, y) = \int \varepsilon(x, y, z)f(z)dz$.

Суммирование выполняется для каждого топливного канала. Результатом являет-

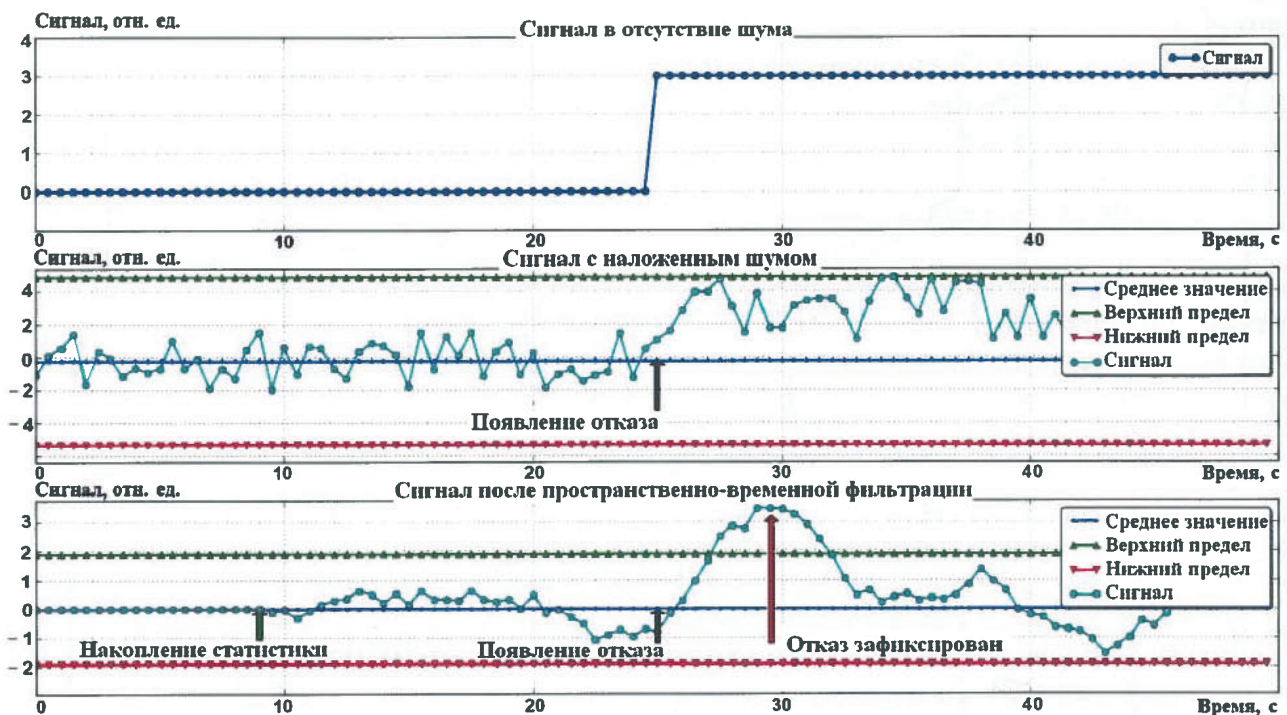


Рис. 4. Пример обработки сигнала по алгоритму пространственно-временной фильтрации

ся двумерное поле поправок $\epsilon(x, y)$.

Для повышения избирательности при локализации возмущений различного типа (положений стержня СУЗ, энерговыработки и др.) можно использовать высотные форм-функции разного вида. Примеры высотных форм-функций для различных типов отказов представлены на рис. 5. В настоящее время применяется единичная форм-функция.

Затем производится анализ остальных компонент пространственно-временной невязки (ВРД-В, ВРД-Р) и двумерных поправок к сечениям генерации: $\Delta\delta^k$, где $k = 1 \dots n$, n – количество элементов в ВРД-Р, ВРД-В и двумерных поправках к сечениям генерации. Для этого за каждой компонентой $\Delta\delta^k$ производится постоянное наблюдение, в ходе которого $\Delta\delta^k$ сравнивается со своими индивидуальными порогами чувствительности (сверху и снизу): $\Delta\delta^{k, UpLim}$, $\Delta\delta^{k, DnLim}$.

Выбору порога чувствительности для систем диагностики посвящена статья [12]. Выход за границы коридора, ограниченного порогами чувствительности, свидетельствует об обнаружении недопустимого рассогласования между моделью и моделируемым объектом:

$$\Delta\delta^k < \Delta\delta^{k, DnLim}, \Delta\delta^{k, UpLim} < \Delta\delta^k.$$

Если обнаружен факт большого возмущения в пространственно-временной невязке, то производится локализация места возмущения. С этой целью в двумерном поле поправок $\epsilon(x, y)$ к сечениям генерации выделяется место с максимальным по величине отклонением от среднего значения:

$$(x_0, y_0) = \arg \max [(\overline{\epsilon(x, y)} - \epsilon(x, y))^2].$$

После этого в активной зоне выделяется круглая полячейка с эффективными радиусами в 2, 3, 4 канала и центром, расположенным в месте максимального возмущения (x_0, y_0) . Для каналов, образующих полячейку, проводится нижеописанная идентификация типа возмущения.

Идентификация типа возмущения.

Пространственно-временная невязка $\Delta\delta$, полученная после проведения пространственно-временной фильтрации, подвергается дальнейшей обработке. Для этого проводится её сравнение с набором шаблонов отказов. Шаблон отказа – характерный образец пространственно-временной невязки, получаемый путём вычитания невозмущённого сигнала рассогласования из возмущённого:

$$\Delta\delta_{\text{шабл}} = (\delta_{\text{возм}} - \delta_{\text{невозм}}) / \|\delta_{\text{возм}} - \delta_{\text{невозм}}\|. \quad (1)$$

При этом для получения возмущённого

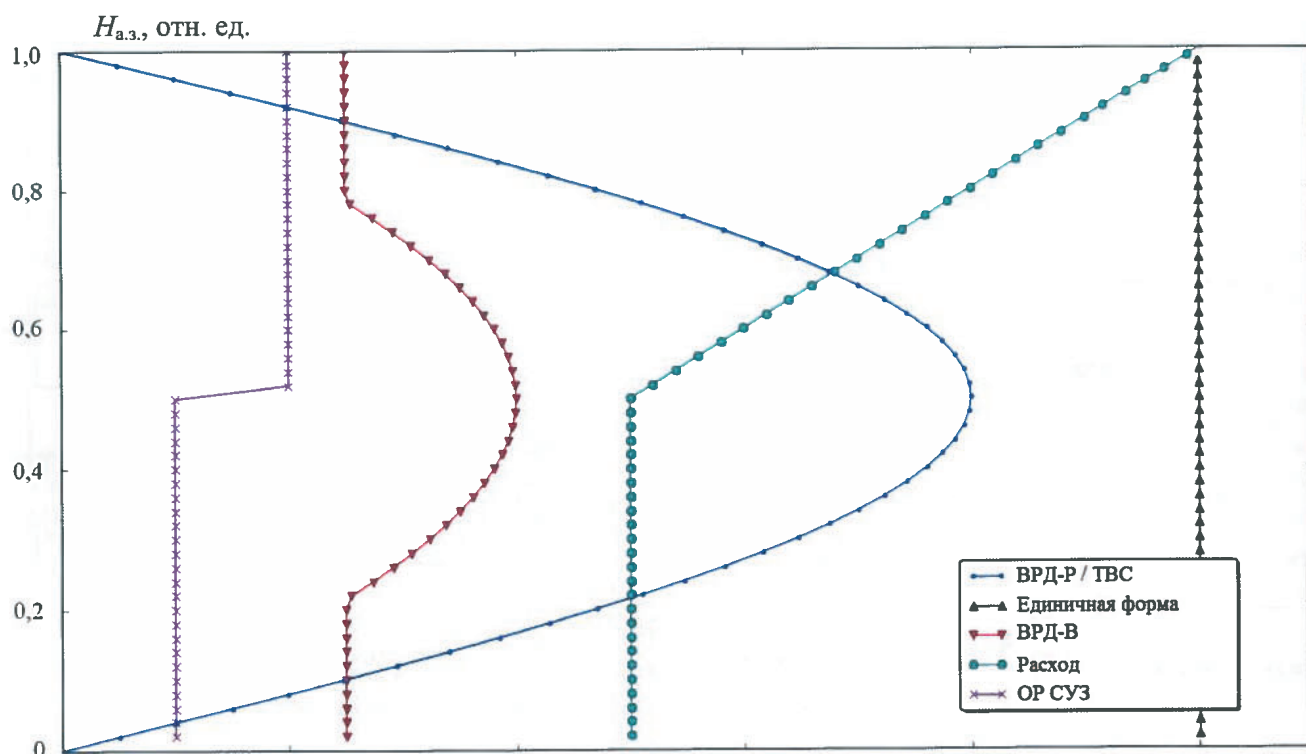


Рис. 5. Примеры высотных форм-функций для разных типов возмущений

сигнала рассогласования берутся входные данные невозмущённого состояния, в них вносится характерное для данного типа отказа возмущение, затем проводится нейтронно-физический расчёт. В результате после обработки выходной информации, полученной по расчётным программам, получается возмущённый сигнал рассогласования.

Разница между возмущённым и невозмущённым сигналами рассогласования служит шаблоном отказа, представляя из себя идеализированную пространственно-временную невязку $\Delta\delta_{\text{шабл}}$. Использование первоначально одинаковых входных данных при получении шаблона позволяет избавиться от паразитных шумов измерительной аппаратуры.

Из рассмотрения предложенного алгоритма следует, что для идентификации каждого типа возмущения нужно создать индивидуальный шаблон отказа $\Delta\delta_{\text{шабл}, i, j}$, где i – тип отказа, а j – номер канала в полиячейке.

Смысл процедуры идентификации типа отказа заключается в минимизации величины расхождения пространственно-временной невязки и характерного шаблона отказа. Рассмотрим процедуру сравнения подробнее. Она основана на скалярном перемножении двух векторов: невязки и шаблона; при этом получается число $C_{i, j}$, отражающее величину совпадения текущего состояния РУ с шаблоном отказа:

$$C_{i, j} = (\Delta\delta, \Delta\delta_{\text{шабл}, i, j}). \quad (2)$$

Затем среди всех $C_{i, j}$ выбирается максимальное значение, которому соответствует тип m возмущения и номер n канала:

$$C_{m, n} = \max(C_{i, j}). \quad (3)$$

Следует уточнить, что в случаях множественных отказов в процедуре идентификации возмущений (1)...(3) могут происходить ошибки. Однако при этом факт нарушения всё равно будет зарегистрирован.

2. Пример работы

Первоначально, когда встала задача диагностирования нарушения, связанного с заливом гильзы КРО, было неочевидно –

возможно ли обнаружить такое “малое” возмущение свойств а.з. В связи с этим в Центре 360 ОАО “ВНИИАЭС” проведены оценочные расчёты залива КРО для нескольких состояний двухмерных полиячеек по программе MCU-KNV.

Результаты этих расчётов показали принципиальную возможность обнаружения нарушения, связанного с заливом гильзы. А затем было принято решение разработать и программно реализовать методику оперативной диагностики залива КРО с использованием программных средств сопровождения эксплуатации и алгоритмов системы ECRAN 3D.

Теперь рассмотрим работу алгоритмов системы ECRAN 3D на примере модельной задачи обнаружения залива гильзы КРО для 1-го энергоблока Смоленской АЭС. Для этого возьмём набор данных о состоянии энергоблока с частотой следования данных 1 раз в 10 мин. Начиная с момента времени t_1 во все данные о состоянии РУ внесём следующее характерное возмущение: гильза КРО 5023 полностью заполняется водой.

Пример шаблона $\Delta\delta_{\text{шабл}, \text{КРО}, 5023}$ для данного случая приведён на рис. 6. Затем обработаем эту расчётно-экспериментальную информацию по диагностическим алгоритмам и посмотрим, в какой момент t_2 отказ будет обнаружен. Чтобы представить процесс обнаружения возмущения по алгоритмам системы ECRAN 3D, проведём наблюдение за изменением скалярного произведения невязки и шаблона КРО 5023 – $S_{\text{КРО}, 5023}$ (рис. 7).

Результатом работы системы диагностики для данного случая являются выявление возмущения и его идентификация через 30 мин после появления рассогласования между моделью и моделируемым объектом.

Заключение

Система ECRAN 3D расчётно-экспериментальной диагностики предназначена для мониторинга и диагностики состояния а.з. и базы данных РБМК-1000. Система ECRAN 3D основана на математически кор-

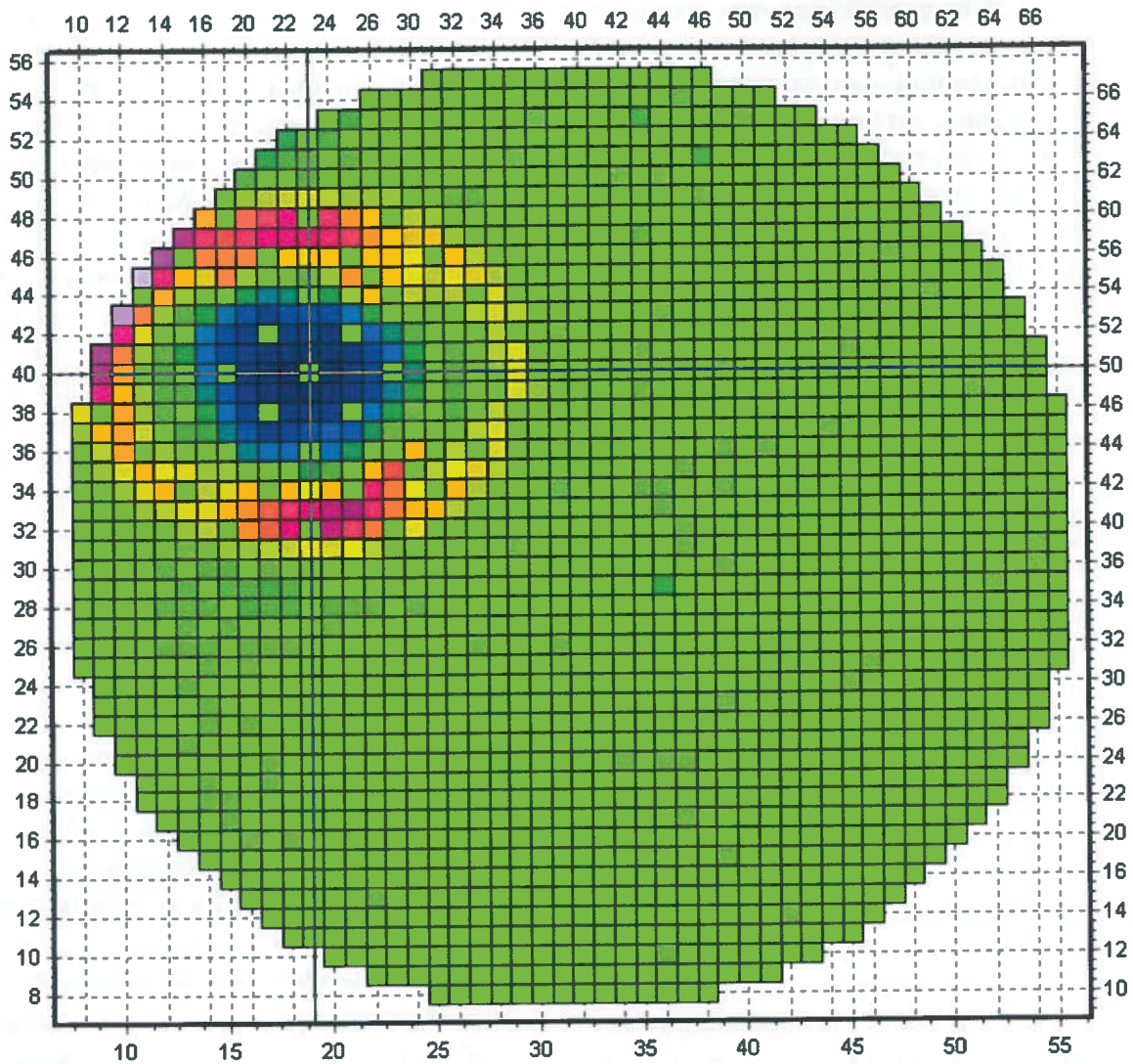


Рис. 6. Часть шаблона отказа типа залив гильзы КРО 5023: двумерное поле поправок к сечениям генерации, полученное по программе POLARIS

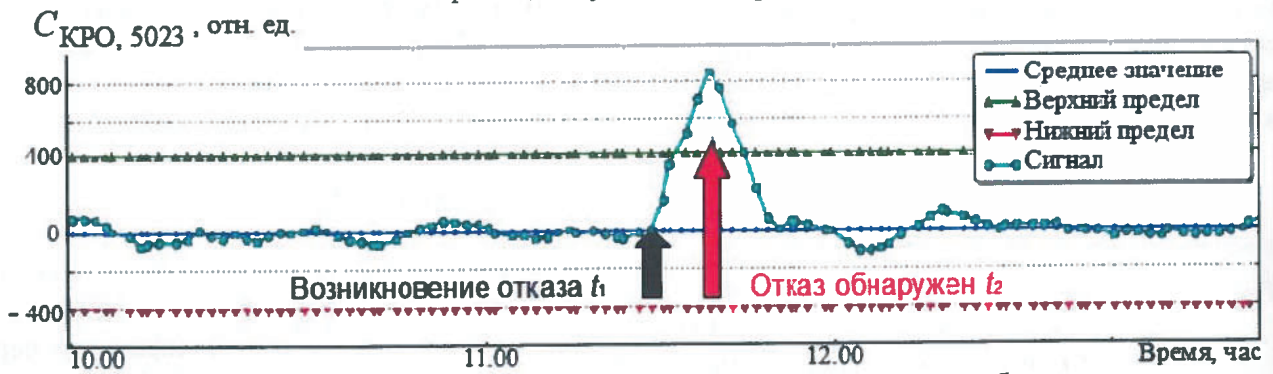


Рис. 7. Изменение во времени скалярного произведения невязки и шаблона отказа типа залив гильзы КРО 5023

ректной процедуре обработки рассогласования между измеренными данными системы внутриреакторного контроля и расчётными данными, полученными с использованием программных средств поддержки эксплуатации ЯЭУ.

Внедрение системы ECRAN 3D позволит решить следующие важные с точки зрения

безопасности и надёжности задачи: регистрации факта и времени возникновения возмущения, локализации возмущения (определение номера канала, координаты по высоте а.з.), определения типа возмущения, количественной оценки возмущения. Для обеспечения требуемого уровня точности и оперативности в системе диагностики при-

меняется программа POLARIS сопровождения эксплуатации.

В статье представлено описание и приведены результаты работы диагностических алгоритмов системы ECRAN 3D на примере модельной задачи о поиске малого возмущения типа залив гильз КРО для данных 1-го энергоблока Смоленской АЭС.

Следует отметить, что программная реализация системы диагностики выполнена с использованием языка программирования Python, в результате чего разработанная система ECRAN 3D обладает присущими данному языку свойствами, такими как кросс-платформенность, а также работа как в 32-х, так и в 64-х разрядных системах.

Список литературы

1. *Филатов А.В., Шукин Н.В., Семёнов А.А., Романин С.Д., Чижевский Ю.Б.* Расчётно-измерительная система ECRAN диагностики состояния активной зоны РБМК-1000 // ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 2000, вып. 3, с. 23–32.
2. *Шукин Н.В., Филатов А.В., Семёнов А.А., Романин С.Д.* Ecran – система контроля загрузки активной зоны ядерного реактора / Сб. трудов “Научные исследования в области ядерной энергетики в технических вузах России”. МЭИ, 4:36–38, 1999.
3. *Schukin N.V., Filatov A.V., Chernov E.V., Romanin S.D., Semenov A.A.* Development of mathematical models for NPP core analysis during operation / Int. conf. on the physics of reactors PHYSOR 96, vol. 4, k-78-k-86, Sept. 16-20, 1996.
4. *Филатов А.В.* Расчётно-измерительная система диагностики состояния активной зоны ЯЭУ. Специальность: 05.14.03. Дисс. на соиск. уч. степ. к. т. н. М.: МИФИ, 2000.
5. *Зонов И.В., Шукин Н.В., Хотылев В.А.* Развитие методов контроля и их применения для действующих и перспективных реакторов канального типа // ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 1995, вып. 4, с. 92–103.
6. *Программа POLARIS*, версия 4.2.1: Аттестационный паспорт программного средства, регистрационный № 231 от 18.09.2007. Ростехнадзор.
7. *Программа ТРОЙКА*, версия 7.1. Аттестационный паспорт программного средства, регистрационный № 228 от 18.09.2007. Ростехнадзор.
8. *Веселов В.П., Кашеваров Ф.Ю., Лысов Д.А., Немиров А.С., Шмонин Ю.В.* Верификация и обоснование программ: ТРОЙКА, версия 7.1; БОКР, версия 2.1; КОПП-Е, версия 2.1; ОПТИМА, версия 5.0; POLARIS, версия 4.2.1. Отчёт ОАО “ВНИИАЭС” инв. №От-Ц360-01/07, 2007.
9. *Постников В.В., Свириденков А.Н., Юркин Г.В., Александров С.И., Ямпольский В.А., Якунин И.С.* Программное средство “ПРИЗМА-М”: версия 1.1. Отчёт о верификации и обосновании ПС в связи с модернизацией алгоритмов после внедрения КСКУЗ 12.963. М.: НИКИЭТ, 2009.
10. *Программа ПРИЗМА-М-АНАЛОГ*: Аттестационный паспорт программного средства, регистрационный № 581 от 20.12. 2004. Ростехнадзор.
11. *Инструкция* по перегрузке технологического канала с ТВС разгрузочно-загрузочной машиной на мощности реактора. Десногорск, 1999.
12. *Соловьёв Д.А., Семёнов А.А., Шукин Н.В., Гриненко В.А., Груздов Ф.В., Милюков Ф.В.* Выбор порога чувствительности для систем диагностики // Спецтехника и связь, 2012, № 1, с. 35–38.

Контактная информация –

Соловьёв Денис Алексеевич, инж. 1 кат., тел.: (499)323-95-99, моб. (926)576-72-36, e-mail: vulture@inbox.ru

Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 2012, вып. 4,
с. 68–77.

Проблемы безопасного развития атомной энергетики в эпоху актуального незнания

А.Г. Асеев, С.А. Субботин,

НИЦ "Курчатовский институт", 123182, Москва, пл. Курчатова, 1

Поступила в редакцию 26.10.2011 г.

Излагается современный подход к обеспечению радиационной безопасности в области ядерной энергетики. Показано, что чем дольше будет существовать человечество, тем чаще оно будет сталкиваться с новыми проблемами, которых не было раньше, и тем большими будут риски, связанные с радионуклидами. В статье предложены пути решения этой проблемы.

Ключевые слова: радиационная безопасность, риск, радионуклиды.

Problems of Nuclear Safety in the Current Era of Ignorance. A.G. Aseev, S.A. Subbotin, NRC "Kurchatov Institute", 1, Kurchatov Sq., Moscow, 123182.

The modern approach presents to radiation safety in nuclear power. We showed that the human race will be longer exist, the more will be facing new challenges that were not there before, and the greater the risks associated with radionuclides. The article suggests ways to solve this problem.

Key Words: Radiation Safety, Risk, Radionuclides.

"Природу самых очевиднейших вещей нам увидеть так же трудно, как сове – солнечный свет".

Слова Аристотеля из книги Николая Кузанского "Об учёном незнании"

Создавая технические объекты на основе накопленного знания, повышая их мощность и увеличивая масштабы их использования, мы постоянно увеличиваем риск различных непредвиденных последствий, и нам всё в большей степени приходится говорить о том и оценивать то, о чём пока у нас точного знания нет. То есть то, что ранее возникало как продукт научного постижения на основе роста наших знаний, сейчас сделало актуальным, то есть имеющим отношение к действительности, к непосредственным нашим интересам, весьма злободневным и насущным, от чего мы не имеем права просто отмахнуться, множество процессов, знание о которых у нас недостаточно и, вполне вероятно, полное знание о которых нам в ближайшем будущем останется недоступным.

Для обеспечения безопасности ядерной энергетики (ЯЭ) современная наука идет по пути создания различных математических моделей, в которых учитываются разнообразные факторы воздействия на окружающую среду, их взаимодействия между со-

бой и обратные связи. После многих лет движения в этом направлении не разработано ни одной модели, которая бы точно могла всё учесть.

Все они являются приближенными к действительности. При этом в настоящее время наука может довольно точно считать количество радиоактивных отходов, нарабатываемых в ЯЭ. И всё это вместе взятое не даёт возможности обеспечить полную безопасность существующей ЯЭ.

Производству ядерной энергии всегда будет сопутствовать определённое количество ионизирующего излучения, связанного в основном с процессом расщепления ядерного топлива. И рассматривая безопасность ЯЭ, можно говорить лишь о допустимо приемлемом уровне опасности. Специфической опасностью ЯЭ является радиационная опасность, которая воспринимается обществом как абсолютная опасность, т.е. опасная при любом количестве радиоактивности (беспороговая линейная концепция).

Чтобы разобраться, почему при существующих подходах к обеспечению безопас-

ности невозможно надёжно обеспечить абсолютную безопасность на протяжении длительного времени, следует рассмотреть определение безопасности.

По определению [1, 2] безопасность рассматривается в двух аспектах:

а) состояние защищённости жизненно важных интересов личности, общества и государства от внутренних и внешних угроз (жизненно важные интересы – совокупность потребностей, удовлетворение которых надёжно обеспечивает существование и возможности прогрессивного развития личности, общества и государства);

б) свойство объекта не допускать ситуации, опасные для людей и окружающей среды.

Первый аспект этого определения характеризует безопасность как состояние объекта в плане защиты от опасности, второй – как свойство объекта потенциальной опасности.

По определению [3] общей целью ядерной безопасности является защита отдельных людей, общества и окружающей среды от вредного воздействия путём создания и обеспечения функционирования в ядерных установках эффективной защиты от вредного радиационного воздействия.

Эта общая цель безопасности в равной мере приложима к инновационным реакторам и установкам ядерного топливного цикла в такой же степени, как это имеет место для существующих систем.

Так как основной опасностью ЯЭ является радиационная опасность, воспользуемся её определением, данным в Федеральном законе “О радиационной безопасности населения” от 5 декабря 1995 г.: “Радиационная безопасность населения – это состояние защищённости настоящего и будущего поколений людей от вредного для их здоровья воздействия ионизирующего излучения”.

Для определения величины опасности и её оценки введено понятие риска. Под риском понимают возможность наступления некоторого неблагоприятного события, влекущего за собой различного рода потери (например, получение физической травмы, потеря имущества, получение доходов ниже ожидаемого уровня).

Существование риска связано с невозможностью с точностью до 100 % прогнозировать будущее. Риск имеет место только по отношению к будущему и неразрывно связан с прогнозированием и планированием, а значит и с принятием решений (вообще слово “риск” в буквальном переводе означает “принятие решения”, результат которого неизвестен).

Риск имеет место только в тех случаях, когда принимать решение необходимо (если это не так, нет смысла рисковать). В литературе можно встретить множество определений риска, в частности, риск это:

- неопределённость, связанная со стоимостью инвестиций в конце периода;
- вероятность неблагоприятного исхода;
- возможная потеря, вызванная наступлением случайных неблагоприятных событий;
- возможная опасность потерь, вытекающая из специфики тех или иных явлений природы и видов деятельности человеческого общества;
- уровень финансовой потери, выражающейся: а) в возможности не достичь поставленной цели, б) в неопределённости прогнозируемого результата, в) в субъективности оценки прогнозируемого результата.

В ЯЭ существуют оценки индивидуального и группового рисков. За количественную меру принимается средняя вероятность заболевания или гибели людей в единицу времени [4]. Групповой или коллективный риск – это сумма индивидуальных рисков.

Нарабатывая радионуклиды, мы увеличиваем интегрированный по времени риск. Чем дольше будет функционировать ЯЭ, тем больший риск будет накоплен.

Глубокошелонированная защита при современном уровне развития технологий способна обеспечить безопасное существование человека и окружающей среды при использовании ЯЭ. Это справедливо для всех этапов ядерного топливного цикла, кроме окончательного захоронения.

Известно, что радиационная опасность продуктов деления в отработавшем ядерном топливе определяет общую радиационную опасность отработавшего ядерного топлива только первые 100 лет. Впоследствии их радиационная опасность снижается и примерно через 300 лет достигает приемлемого уровня, сравнимого с уровнем радиационной опасности природного урана. Долговременная радиационная опасность связана исключительно с актиноидами, в основном изотопами плутония и америция.

При нормальном обеспечении требуемых норм безопасности, определённых в соответствующих документах, радионуклиды со средним временем жизни (период полураспада которых около 30 лет) не могут выйти из хранилищ через различные защитные техногенные и природные барьеры в окружающую среду в количествах, достаточных для нанесения какого-либо значимого радиационного ущерба. А по прошествии 300...500 лет эти нуклиды не будут уже представлять радиационной опасности, так как распадутся за это время практически полностью.

Многие долгоживущие радионуклиды сохраняют свою потенциальную опасность для человека на протяжении миллионов лет. Результаты ряда исследований в рамках конкретных проектов захоронения радиоактивных отходов (РАО) в Швейцарии [5] и Швеции [6], а также обобщающих исследований, проведённых Комиссией Европейского Сообщества по изучению оценки безопасности геологических изолирующих систем [7], показали, что выход наиболее радиологически значимых радионуклидов из могильника в биосферу может начаться через несколько тысяч лет после запечатывания могильника, достигнет своего максимального значения через примерно сравнимый период времени и будет длиться при этом в течение периода времени в несколько раз большего, чем значение времени, для которого ожидаются максимальные поступления радионуклидов в биосферу.

В течение 10 000 лет нынешнего последникового периода изменение климата происходило непрерывно. Предполагается,

что за это время имели место минимум два глобальных потепления. Что касается настоящего времени, то, по данным научных прогнозов, влияние парникового эффекта может существенно изменить уровень мирового океана и очертания береговой линии уже через несколько сотен лет. Тем не менее большинство учёных сходится на том, что предположение о стабильности климата на Земле в период до 10 000 лет может быть принято при проведении качественных оценок [8].

В монографии [9] указывается, что типичное значение времени, после которого может начаться выход радионуклидов из могильника в биосферу, в общем случае превышает значение 10 000 лет.

В работе МАГАТЭ [10] признана невозможность корректного проведения оценки дозы или риска для периодов, больших нескольких тысяч лет.

МАГАТЭ [8] предлагает использовать несколько определённых интервалов времени как некую канву для обсуждения того, каким именно образом достоверность каждого критерия зависит от интервала рассматриваемого времени:

- от закрытия могильника до 10 000 лет,
- от 10 000 лет до 1 000 000 лет,
- более 1 000 000 лет.

Ясно, что оценки, относящиеся к самому далёкому будущему (за пределами порядка 1 000 000 лет), характеризуются очень большой неопределённостью, и даже в масштабах времени 10 000 или 100 000 лет они будут связаны со значительными неопределённостями [8].

Поэтому, по мнению группы экспертов МАГАТЭ [8], за пределами миллиона лет не может быть никакого доверия к любым, сколь угодно научно обоснованным количественным оценкам как абсолютных, так и относительных (по отношению к соответствующим естественным, фоновым значениям) не только доз/рисков облучения, но и промежуточных физических величин – концентраций радионуклидов в биоте, в биосфере, потоков радионуклидов через био-

сферу, потоков их из геосферы в биосферу и т. д.

Также в работе [9] сделаны следующие выводы:

- риск или дозы для индивидуумов в далёком будущем не могут быть предсказаны со сколько-нибудь разумной точностью, поскольку они зависят не только от предположений, сделанных относительно целостности матрицы, содержащей отходы, целостности искусственных барьеров безопасности, геологии, распределения грунтовых вод и т.д., но также и от будущих условий существования биосферы и (в наибольшей степени) от образа жизни человека;

- непредсказуемость изменений человеческой деятельности в значительной мере обусловлена самой природой человека и нет оснований полагать, что в принципе возможно когда-либо разработать совершенные модели для прогноза его поведения в отдалённом будущем.

Из приведенного выше видно, что основную опасность при соблюдении принципа глубокошелонированной защиты с радиационной точки зрения может представлять только выход из захоронений долгоживущих радионуклидов, так как никакие барьеры не в состоянии обеспечить интегральную по времени защиту, наоборот, их надёжность с течением времени будет только снижаться.

По этой причине мы сталкиваемся с проблемой того, что не в состоянии обеспечить абсолютную радиационную безопасность последующим поколениям людей от действия ЯЭ при использовании имеющихся подходов к безопасности. Тем более, что со временем количество радионуклидов будет только возрастать. А значит, проблемы усилятся и обострятся.

Оценки индикаторов обеспечения безопасности носят вероятностный характер. По этой причине несколько большее количество радионуклидов будет наработано и несколько долго они будут накапливаться, настолько вероятность их выхода из-под различных защитных барьеров будет увеличиваться.

Это аналогично ситуации с количеством автомобилей. Сперва, пока их было мало, по улицам городов, в том числе и Москвы, можно было достаточно свободно передвигаться на них. По прошествии времени, с ростом количества автомобилей, движение становится всё более и более затруднительным. В Москве уже нередко можно услышать такие слова, как “транспортный коллапс”.

Такую же ситуацию можно увидеть везде. Пока что-то существует в малом количестве, решать проблемы достаточно просто. После того, как количество увеличивается, старые решения уже не подходят и нужно искать новые, неизвестные ранее.

Еще один пример. Преступность. Пока преступников в обществе мало, их можно переловить и посадить в тюрьму. После того, как их становится больше, возникают проблемы – тюрьмы переполняются, сажать некуда. Общество ищет решение вновь возникающим угрозам. Так, в США за несерьёзные преступления сажают под домашний арест и контролируют преступника с помощью электронных браслетов, передающих информацию о его местоположении в полицию. В нашей стране президент высказался за то, чтобы за несерьёзные экономические преступления не сажали в тюрьму, а ограничивались штрафами.

Чем дольше человечество будет существовать, тем чаще оно будет сталкиваться с новыми проблемами, которых не было раньше. В том числе это касается и ЯЭ. Пока количество ЯЭУ было небольшим, с проблемами РАО удавалось успешно справляться разработанными подходами обеспечения безопасности.

Увеличивая общее количество ЯЭУ в мире, человечество в недалёком будущем столкнется с проблемой обеспечения безопасности от всё более возрастающего количества РАО.

На земном шаре не так много мест, в которых возможно обустройство окончательных захоронений, которые смогут обеспечить надёжность изоляции РАО на протяжении от 1000 лет и более. В нашей стране такие места есть. Западные страны сего-

дня уже не против разместить у нас могильники своих ядерных отходов. И если мы не хотим, чтобы наши потомки жили в атмосфере страха среди ядерных могильников, необходимо уже сейчас искать пути решения проблемы всё возрастающего количества РАО.

Когда человечество сталкивается с какой-либо новой для себя проблемой, эта проблема часто оказывается нова только для него. Если посмотреть на окружающий мир, в котором мы все живем, на природу, то увидим, что она еще задолго до появления на Земле человека сталкивалась с подобными проблемами. Поэтому подсказку для её решения следует искать в природе.

В частности, можно увидеть постоянный круговорот веществ и их соединений в окружающем нас мире. Это круговорот и углерода, и кислорода, и воды, и кальция, и многих других элементов.

Один из путей решения проблемы всё возрастающего количества РАО – перестать относиться к радиоактивным нуклидам как к отходам. По мере их накопления их количество становится достаточным для организации их применения в хозяйственной деятельности, и если заблаговременно рассматривать их как ценное сырьё, которое может быть использовано во многих отраслях народного хозяйства и промышленности, их не придётся захоранивать.

Да, они представляют определённую опасность, придётся тщательно отслеживать, контролировать и регулировать их перемещение и применение. Но это даст человечеству новый высококачественный ресурс. Если мы изменим точку зрения на отработавшее ядерное топливо и будем считать его не отходом, а ценным сырьём, то народное хозяйство и промышленность получат его в своё распоряжение. Конечно, опасность при этом не исчезает, но появляется понимание того, что используя что-либо, необходимо учитывать как выгоды, так и риски. Причём риски, как правило, реализуются “сами”, а над получением выгод нужно работать.

Чтобы это произошло, потребуется множество изменений как в экономичес-

кой, так и в институциональной и культурной сферах.

Уже сейчас некоторые радионуклиды имеют широкую область использования. Так, например, ^{90}Sr применяется в производстве радиоизотопных термоэлектрических генераторов – источников электроэнергии, использующих тепловую энергию радиоактивного распада. Они применяются, в частности, в навигационных маяках, радиомаяках, метеостанциях и т.п. оборудовании, устанавливаемых в местностях, где нет возможности воспользоваться другими источниками электропитания.

Устройства, в которых используется ^{90}Sr , применяются для измерения толщины различных изделий. Это необходимо для контроля и управления процессом производства бумаги, тканей, тонких металлических лент, пластмассовых плёнок, лакокрасочных покрытий. ^{90}Sr также используется в приборах для измерения плотности, вязкости и других характеристик вещества, в дефектоскопах, дозиметрах, сигнализаторах.

^{137}Cs является одним из наиболее опасных изотопов в нашем списке. При этом он применяется в гамма-дефектоскопии, измерительной технике, для радиационной стерилизации пищевых продуктов, медицинских препаратов и лекарств, в радиотерапии для лечения злокачественных опухолей. Также ^{137}Cs используется в производстве радиоизотопных источников тока, где он применяется в виде хлорида. ^{137}Cs используется в датчиках предельных уровней сыпучих веществ в непрозрачных бункерах.

Это всего лишь два радионуклида, которые образуются при делении тяжёлых ядер, но именно они нарабатываются в наибольшем количестве в ядерных реакторах.

Помимо радионуклидов в процессе работы ЯЭУ нарабатывают большое количество стабильных нуклидов, в том числе редкоземельных элементов и драгметаллов. В настоящее время они не используются, а находятся в отходах вместе с радиоактивными изотопами.

На примере ЯЭ стало очевидным то, что нельзя на волю ученых, политиков или

предпринимателей оставлять свободу применения научных достижений без контроля над этим процессом со стороны общества. В ЯЭ даже в условиях либеральной экономики можно делать (использовать в широких масштабах для производственных нужд) только то, что разрешено законом.

На такого рода самоограничение общество решилось только благодаря наличию в обществе ощущения абсолютной опасности при появлении искусственных радионуклидов и других источников излучения. Но, видя озабоченность общества экологическими проблемами и всё более непредсказуемыми последствиями применения в хозяйственной деятельности различного рода достижений науки и техники в разных отраслях, можно прогнозировать, что с большой вероятностью уже в ближайшем столетии изменится отношение к использованию научных достижений и разработок вообще.

Знание снова станет самоценным в плане необходимости увеличения наших возможностей понимания и адекватного реагирования на всё ускоряющиеся изменения (возмущения) в природе и в обществе и наука останется основным производителем этих знаний. Но для применения этих знаний в хозяйственной деятельности для получения дохода, а не для решения проблем безопасности, потребуется разрешение общества на их осознанное использование с учётом анализа всевозможных последствий их масштабного внедрения. То есть общество должно будет сознательно идти на использование неполного знания для решения проблем безопасности, связанных с удовлетворением жизненно важных интересов в условиях, когда только новое знание, пусть даже не до конца проверенное на истинность, может помочь решить очередную актуальную задачу, связанную с очередным ресурсным ограничением.

И на основе культуры ядерной безопасности появится своего рода культура развития на основе научных достижений, когда общество, прежде чем разрешить использовать в экономике какое-либо новое знание, должно потребовать обоснование приемлемости его применения, что, по всей види-

мости, потребует многократно большего уровня и количества знаний, причем при полной его открытости для общества в доступном хотя бы для “регулирующего органа” виде. И реализуется принцип, сформулированный Ю.Б. Харитоном: “Мы должны знать в десять раз больше, чем в данный момент имеем право использовать”.

После событий на АЭС Фукусима стало также очевидно несовершенство нынешнего подхода к безопасности ЯЭ. В других областях деятельности человека этот вопрос проработан лучше. Рассмотрим снова на примере автомобилей. Если человек попал в дорожно-транспортное происшествие и пострадал, т.е. не сработали меры предупреждения аварии, на место выезжает служба скорой помощи, потерпевший также может получить страховое возмещение ущерба. В случае аварии на ядерном объекте нет ещё той скорой помощи, которая сможет своевременно приехать и тем более эффективно помочь пострадавшим.

На сегодня в мире вопросы оказания помощи при ядерных инцидентах не проработаны, потому что нет соответствующих институтов оказания психологической и медицинской помощи и соответствующих инфраструктур. Также существуют и очень большие проблемы в методологии оценки степени ущерба пострадавшим. Очень непросто определить дозу облучения конкретного лица и ещё труднее оценить ущерб здоровью. Поэтому также нет разработанного механизма выплат страховых компенсаций пострадавшим. Эти вопросы требуют безотлагательной проработки и внедрения в мировую практику.

Пока центральное место в международном сотрудничестве занимают проблемы предупреждения аварий на АЭС, а сейчас, после событий на АЭС Фукусима, актуальными становятся и проблемы спасения и помощи в условиях протекания аварий с катастрофическими последствиями, сценарии которых заранее принципиально непредсказуемы.

Список литературы

1. *Славин Г.Б., Чельцов М.Б.* Энергетическая безопасность: Термины и определения. Под ред. Н.И. Воропая. Иркутск: ИСЭМ СО РАН, 1999.
2. *Безопасность России.* Правовые, социально-экономические и научно-технические аспекты. Словарь терминов и определений. М.: МГФ "Знание", 1999.
3. *Методология* оценки инновационных ядерных реакторов и топливных циклов. Отчёт по этапу 1Б (первая часть) Международного проекта по инновационным ядерным реакторам и топливным циклам (ИНПРО). IAEA-TECDOC-1434. МАГАТЭ, декабрь 2004.
4. *Радиация, дозы, эффекты, риск:* Пер. с англ. М.: Мир, 1990.
5. *Project Gewähr 1985.* Feasibility and Safety studies for the final disposal of radioactive wastes in Switzerland. Nagra, Baden, Switzerland, 1985.
6. *SKI Project-90.* Swedish Nuclear Power Inspectorate. SKI Technical Report 91:23. Stockholm, Sweden, 1991.
7. *Cadelli N., Cottone G., Orlowski S., Bertozzi G.* Performance Assessment of Geological Isolation Systems for Radioactive Waste. Summary CEC

Report EUR 11775 En. Commission of the European Communities, Luxembourg, 1988.

8. *INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY,* Safety Indicators in Different Time Frames for the Safety Assessment of Underground Radioactive Waste Repositories. IAEA-TECDOC-767 (First Report of the INWAC Subgroup on Principles and Criteria for Radioactive Waste Disposal). ISSN 1011-4289, October 1994, IAEA, Vienna, 1994.

9. *The Scientific and Regulatory Basis* for the Geological Disposal of Radioactive Waste. Edited by D. Savage, John Wiley & Sons. Inc., 605 Third Avenue, New York, NY 10158-0012, USA, 1995.

10. *Safety Principles* and Technical Criteria for the Underground Disposal of High Level Radioactive Wastes. IAEA Safety Series Report N 99, IAEA, Vienna, Austria, 1989.

Контактная информация –

Субботин Станислав Анатольевич, нач. отдела, тел.: (499)196-94-17, (916)114-67-71, e-mail: subbotin@dhtp.kiae.ru

Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 2012, вып. 4,
с. 78–84.

СОДЕРЖАНИЕ

CONTENTS

<i>Лебедев Г.В., Петров В.В., Бобылёв В.Т., Бутов Р.И., Жуков А.М., Сладков А.А.</i> Измерения подкритичности модернизированным методом стреляющего источника при эксплуатации реакторов атомных станций.....	3
<i>Ионов В.С., Марин С.В.</i> Оценка энергии шивки спектров нейтронов Максвелла и Ферми...13	13
<i>Семёнов А.А., Дружбаев А.А., Щукин Н.В.</i> Восстановление нейтронного поля с учётом пространственной корреляции погрешности значений сечений.....	18
<i>Гордиенко П.В., Коцарев А.В., Лизоркин М.П.</i> Методика восстановления потвэльных полей энерговыделения в активной зоне реактора типа ВВЭР для программы БИПР-8.....	26
<i>Варивцев А.В., Жемков И.Ю.</i> Уточнённая методика расчёта радиационного тепловыделения в реакторе БОР-60.....	31
<i>Алексеев Н.И., Калугин М.А., Кулаков А.С., Новосельцев А.П., Сергеев Г.С., Шкаровский Д.А., Юдкевич М.С.</i> Верификация прецизионной программы MCU и нейтронных констант РОСФОНД применительно к расчётам критичности быстрых реакторов с высокообогащённым ураном.....	39
<i>Глушков Е.С., Гуревич М.И., Фомиченко П.А., Осипов С.Л., Песков Р.А., Сорокин С.Е., Сухарев Ю.П.</i> Результаты верификации программы MCU-HTR на примере решения проектных нейтронно-физических задач ВТГР.....	46
<i>Балыгин А.А., Краюшкин А.В.</i> Влияние облучения конструкций активной зоны на нейтронно-физические характеристики РБМК.....	53
<i>Чёрный В.А., Кочетков Л.А., Невиница А.И.</i> Оценка чувствительности нейтронно-физических характеристик реактора на быстрых нейтронах к степени очистки топлива от младших актинидов.....	57
<i>Бландинский В.Ю.</i> Влияние состава загружаемого плутония на изменение реактивности и изотопный состав нарабатываемого топлива в реакторе на быстрых нейтронах.....	62
<i>Соловьёв Д.А., Щукин Н.В., Семёнов А.А., Черезов А.Л., Глазков О.В., Груздов Ф.В., Долженко С.Г., Чернышёва И.А., Шарифьянов М.Б.</i> Система ECRAN 3D пространственно-временной диагностики состояния активной зоны.....	68
<i>Асеев А.Г., Субботин С.А.</i> Проблемы безопасного развития атомной энергетики в эпоху актуального незнания.....	78

<i>Lebedev G.V., Petrov V.V., Bobylyov V.T., Butov R.I., Zhukov A.M., Sladkov A.A.</i> Measurements of Reactors Subcriticality by Modernized Method of a Shooting Source during NPP Reactor Operation...3	3
<i>Ionov V.S., Marin S.V.</i> The Estimation of Energy Point of Maxwell's and Fermi's Neutron Spectra Sewing Together.....	13
<i>Semyonov A.A., Druzhaev A.A., Schukin N.V.</i> Neutron Field Reconstruction Taking into Account Spatial Correlation of Cross-Section Value Error.....	18
<i>Gordienko P.V., Kotsarev A.V., Lizorkin M.P.</i> The Recovery Procedure of Pin-by-Pin Fields of Power Distribution in the Core of VVER Type Reactor for the Code BIPR-8.....	26
<i>Varivtsev A.V., Zhemkov I.Yu.</i> Improved Method of Irradiation Heat Rate Calculation in BOR-60 Reactor.....	31
<i>Alekseev N.I., Kalugin M.A., Kulakov A.S., Novosel'tsev A.P., Sergeev G.S., Shkarovskiy D.A., Yudkevich M.S.</i> Verification of Precision MCU Code and RUSFOND Neutron Data for Criticality Calculation of Fast Reactors with Highly Enriched Uranium.....	39
<i>Glushkov E.S., Gurevich M.I., Fomichenko P.A., Osipov S.L., Peskov R.A., Sorokin S.E., Sukharev Yu.P.</i> Results of MCU-HTR Code Verification by Solution of HTGR Design Neutron Physics Problems.....	46
<i>Balygin A.A., Krayushkin A.V.</i> Influence of the Core Construction Irradiation on RBMK Neutron Characteristics.....	53
<i>Cherny V.A., Kochetkov L.A., Nevinitza A.I.</i> Assessments of Sensitivity of Neutron-Physical Parameters of Fast Neutron Reactor to Purification of Reprocessed Fuel from Minor Actinides.....	57
<i>Blandinskiy V.Yu.</i> The Influence of Plutonium Composition Used in Fast Reactor on Reactivity Depletion and Isotopic Composition of Fuel Produced.....	62
<i>Solovyov D.A., Schukin N.V., Semyonov A.A., Cherezov A.L., Glazkov O.V., Gruzдов F.V., Dolzhenko S.G., Chernyshyova I.A., Sharifyanov M.B.</i> The Core Space-Time Diagnostic System ECRAN 3D.....	68
<i>Aseev A.G., Subbotin S.A.</i> Problems of Nuclear Safety in the Current Era of Ignorance.....	78

Уточнённые правила оформления статей

При подготовке статьи в сборник автор должен руководствоваться стандартом “Оригиналы авторские и текстовые издательские” (ОСТ 29.115 – 88). К авторским оригиналам, передаваемым для издания, предъявляются следующие требования.

1. Экземпляр статьи должен быть первым, отпечатан на одной стороне листа формата А4 **шрифтом № 12 через 2 интервала**. Статья должна быть составлена в следующем порядке: индекс УДК; заглавие; инициалы и фамилии авторов; место работы каждого автора с почтовым адресом; аннотация (не более 10 строк); ключевые слова – всё вышеперечисленное на русском и английском языках; текст; список литературы; таблицы; рисунки; подрисуночные подписи (на отдельном листе).

2. Статья должна также предоставляться обязательно в виде электронной версии **обычным шрифтом № 12 Times New Roman, междустрочный интервал – одинарный**, в редакторе Word 97 или более поздних версий. Текст не форматируется, в качестве имени файла используется ФИО первого автора статьи. **Кавычки в тексте ставятся при английской раскладке клавиатуры (“..”).**

3. Содержание статьи должно быть кратким и чётким. Исключаются общие рассуждения, известные положения. Не допускается дублирование материала в тексте, таблицах, подрисуночных надписях. Необходимо соблюдать единообразие в написании терминов, наименований физических величин и единиц измерения, условных обозначений, сокращений, символов. Наименования и обозначения единиц физических величин необходимо приводить в системе СИ.

Необходимо обращать внимание на **написание прописных и строчных букв: русские и греческие буквы (α, β, γ, φ и т.д.) набираются прямо, а латинские (x, y, z, w и т.д.) – курсивом**. Те же требования в обозначениях нужно соблюдать при написании индексов и степеней в формулах. **Обозначения матриц и векторов набираются полужирным шрифтом прямо**. Формулы, включённые в текст, следует набирать без увеличения интервала между строками, например b/d , $\exp(x/e)$.

4. Таблицы нумеруются, **каждая таблица должна иметь заголовок**. Сокращения в графах таблицы не допускаются. В тексте необходимы ссылки на все таблицы. **Каждая таблица печатается на отдельном листе, а в электронном виде представляется в отдельном файле**.

5. Формулы нумеруются арабскими цифрами, номер ставится с правой стороны листа в круглых скобках. **Нумеровать следует только те формулы и уравнения, на которые есть ссылка в последующем изложении**. Формулы выполняются в редакторах Equation 3.0 или MathType при невозможности набора на клавиатуре ($x_n^2, y_m^n, \sqrt{x}, \int_0^1 x, \frac{1}{y}$ и т.д.). Подстрочные и надстрочные индексы вводятся с клавиатуры ($x_3, \text{км}^2$ и т.д.), греческие буквы вставляются через Меню *Вставка* → *символ*.

6. В тексте статьи рисунок обязательно представляется на отдельном листе формата не более А4. На рисунках допускается минимальное число обозначений – краткие цифровые (по порядку номеров слева направо или по часовой стрелке) или буквенные обозначения. Все пояснения выносятся в подрисуночные подписи. **Внутренние надписи на рисунках набираются шрифтом № 11**. Внизу каждого рисунка должны быть приведены его номер и **подрисуночная подпись шрифтом № 11**. При наличии нескольких различных графиков на одном рисунке каждый из них обозначается русскими буквами а), б), в) и т.д. и расшифровывается.

В компьютерном виде рисунки представляются в отдельных файлах, выполненные в графических редакторах *Paint, PhotoShop, CorelDraw*, *jpg, png* (фотографии в растровом формате *tif, dpi-300*). Рисунки в Word не вставлять кроме случаев, когда рисунок изначально выполнен в Word.

7. Ссылки на литературу в тексте даются по порядку арабскими цифрами в квадратных скобках. **Список литературы составляется в той же последовательности, в которой приводятся ссылки на литературу.** Фамилии и инициалы авторов набираются полужирным курсивом.

8. Список литературы следует оформлять в соответствии с Государственным стандартом "Библиографическая ссылка" (ГОСТ Р 7.0.5–2008), в частности, необходимо указать :

а) для журнальных статей – фамилии и инициалы **всех** авторов, название статьи, название журнала (без кавычек), год, том, выпуск, номер, страницы;

б) для книг – фамилии и инициалы **всех** авторов, полное название книги, место издания, издательство (без кавычек), год издания;

в) для авторефератов диссертаций – фамилию и инициалы автора, название автореферата диссертации, на соискание какой учёной степени написана диссертация, место и год защиты;

г) для препринтов – фамилии и инициалы **всех** авторов, название препринта, наименование издающей организации, шифр и номер, место и год издания;

д) для патентов – фамилии и инициалы **всех** авторов, название патента, страну, номер и класс патента, дату и год заявления и опубликования патента;

е) для отчётов – фамилии и инициалы **всех** авторов, название отчёта, инвентарный №, наименование организации, год выпуска;

ж) для электронных источников – **полный электронный адрес (включая дату обращения к источнику)**, позволяющий обратиться к публикации.

9. В конце текста указывается контактная информация об авторах статьи: фамилия, имя и отчество (полностью), должность, телефон, e-mail и по желанию автора – домашний почтовый адрес.

Информация

для читателей научно-технического сборника

“Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика ядерных реакторов”!

Редколлегия сборника “ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов” информирует авторов и читателей, что начиная с 2011 г. в Сер. Физика ядерных реакторов издаются выпуски “Физика и методы расчёта ядерных реакторов” (3 выпуска в год) и “Импульсные реакторы и простые критические сборки” (1 выпуск в год). Подписка на “ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов” с 2012 г. будет осуществляться только по каталогу “Газеты. Журналы” ОАО Агентство “Роспечать” (подписной индекс 32067).

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

С е р и я: Физика ядерных реакторов

Выпуск 4

Ответственный за выпуск **С.М. Зарицкий**
(тел./факс: (499)196-71-98, e-mail: zaritsky@adis.vver.kiae.ru)

Редактор **В.В. Пчелин**
(тел./факс: (499)196-99-44, e-mail: pchelin@adis.vver.kiae.ru)

Подписано в печать 14.12.12 . Формат 70×108/16
Печать цифровая. Усл. печ. л. 11. Уч.-изд. л. 12,5. Тираж 250. Индекс 3646. 12 статей. Заказ 109

Отпечатано в НИЦ “Курчатовский институт”
123182, Москва, пл. Академика Курчатова, 1

Индекс 3646

ISSN 0205—4671. Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 2012, вып. 4, 1—88.