

621.039.5

38 В 74

Конаков С.Ф.

4

ISSN 0205—4671

РОССИЙСКИЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР
“КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ”

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

СЕРИЯ:
Физика
ядерных реакторов

ВЫПУСК

4

1994

СОДЕРЖАНИЕ

ТЕОРИЯ И РАСЧЕТ ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ

Лалетин Н.И. О некоторых проблемах ядерной энергетики. Анализ нейтронно-физического инструментария	3
Гулевич А.В., Кухарчук О.Ф., Дубовская В.А. Численный метод решения «жестких» уравнений интегральной модели нейтронной кинетики и тепловой динамики ЯЭУ	11
Цибульский В.Ф. Гомогенизация свойств активной зоны ВТТР для транспортных расчетов переноса нейтронов	15
Зарицкая Т.С., Рудик А.П. Стационарная трансмутация смеси продуктов деления	20

ПРОГРАММЫ И КОМПЛЕКСЫ ПРОГРАММ

Гуревич М.И. Роль очередей в архитектуре пакетов программ для решения уравнений методом Монте-Карло	23
Аннотация комплекса программ ГЕФЕСТ	36
Аннотация программы SYNTES	43

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

Ионов В.С., Крайнов Ю.А. Безопасность реакторов ВВЭР и исследования по пространственной кинетике активной зоны	50
Звягин А.М., Лобода С.В., Черкасов А.В. Исследования утечки продуктов деления из модельных твэлов ВВЭР-1000 в ампульных испытаниях на реакторе «Гидра»	67

CONTENTS

NUCLEAR REACTORS THEORY AND CALCUELATIONS

Laletin N.I. About some problems of the nuclear energetic. Analysis of the neutron-physical instrument set	3
Gulevich A.V., Kukharchuk O.F., Dubovskala V.A. Digital method for solving the «hard» equations of integral model of NPP neutron and thermal dynamics	11
the properties for transport calculations	15
itation of fission products mixture	20

DE COMPLEXES

the codes for the Monte Carlo methods	23
.	40
.	47

NVESTIGATIONS

vestigations on space — time kinetics of the core	50
ie researches the release of the fission products	
0 on the impulse reactor «Gidra»	67



36912 № 8

621.039.5
В 74

РОССИЙСКИЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР "КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ"

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

36912 № 90

НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ СБОРНИК

СЕРИЯ

ФИЗИКА ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ

ИЗДАЕТСЯ С 1989 г.

ВЫПУСК 4

ФИЗИКА И МЕТОДЫ РАСЧЕТА
ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ

МОСКВА — 1994



Выпуски «Физика и методы расчета ядерных реакторов» подготавливаются Российским научным центром «Курчатовский институт» и ранее выходили в составе серии «Физика и техника ядерных реакторов». Данный выпуск тридцатый.

Редакционная коллегия серии:

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

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

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

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

- 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;
- mathematical problems of transport and nuclear reactor theory.

Редколлегия выпуска «Физика и методы расчета ядерных реакторов» извещает авторов и читателей сборника, что начиная с выпуска № 1 1992 г. мы публикуем статьи как на русском, так и на английском языке. Мы просим также авторов снабжать материалы, написанные на русском языке, развернутыми рефератами и аннотациями на английском языке.

УДК 621.039.5

О НЕКОТОРЫХ ПРОБЛЕМАХ ЯДЕРНОЙ ЭНЕРГЕТИКИ. АНАЛИЗ НЕЙТРОННО-ФИЗИЧЕСКОГО ИНСТРУМЕНТАРИЯ

Н.И. Лалетин,

РНЦ «Курчатовский институт», ИЯР, 123182, Москва

Оцениваются погрешности, которые возникают на различных этапах процедуры нейтронно-физического расчета ядерных реакторов. Отмечается неудовлетворительное состояние дел при расчете аварийных процессов.

ABOUT SOME PROBLEMS OF THE NUCLEAR ENERGETIC. ANALYSIS OF THE NEUTRON-PHYSICAL INSTRUMENT SET. N.I. LALETIN. Analysis of the state of the neutron-physical tools. The errors are evaluated that are on different stages of the procedure of nuclear reactors neutron-physical calculations. The unsatisfactory state is noted for calculations of the accident processes.

ВВЕДЕНИЕ

Нейтронно-физические расчеты ядерных реакторов занимают выделенное положение по сравнению с другими расчетами, например, теплофизическими, прочностными и др., поскольку в основе их лежит уравнение переноса нейтронов, которое в случае расчетов ядерных реакторов можно считать точным. Проблема заключается в том, что при прямом, «лобовом», сведении уравнения переноса нейтронов к конечно-разностным в реакторе пришлось бы решать на ЭВМ систему алгебраических уравнений порядка 10^{20} и больше, что нереально сейчас и вряд ли потребуются идти по этому пути когда-нибудь. Разумные приближения сводят задачу в настоящее время к решению серии алгебраических уравнений, порядок каждого из которых не превышает 10^7 . Следовательно, потребность в построении приближенных уравнений (математической модели), описывающих нейтронно-физические процессы, существует так же, как и в других расчетах. Однако в результате существования более прочного основания в виде уравнения переноса построение математических моделей имеет специфику, заключающуюся в том, что здесь большая тяжесть ложится на математические преобразования исходного уравнения.

Несмотря на то что математические модели нейтронно-физических процессов, в том числе и из-за упомянутой специфики их получения, более продвинуты, чем в других областях реакторных расчетов, положение здесь, как будет показано, остается неудовлетворительным. Это связано с повышенными требованиями к точности нейтронно-физических расчетов. Повышенные же требования обусловлены прежде всего существованием самого понятия критичности реактора, в результате чего требуется поддерживать состояние активной зоны в очень узком интервале ее характеристик. Другая причина повышенных требований заключается в том, что основной риск в ядерной энергетике связан с очень маловероятными событиями, имеющими катастрофические последствия. Определить вероятность очень редкого события чрезвычайно сложно. Значение нейтронно-физических расчетов в этой деликатной процедуре велико.

ЭТАПЫ НЕЙТРОННО-ФИЗИЧЕСКИХ РАСЧЕТОВ И ПРИМЕРНАЯ ДОСТИГАЕМАЯ ТОЧНОСТЬ ПОЛУЧАЕМЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

В силу вышеизложенных соображений в настоящее время вся процедура нейтронно-физического расчета разбивается на ряд этапов. Причем при анализе достигаемой точности расчетов требуется помимо обеспечения точности расчета в пределах каждого этапа заботиться о согласованности величин на стыках смежных этапов.

Этапы, о которых идет речь, следующие:

1) получение библиотек многогрупповых микросечений с числом групп порядка 100 из файлов оцененных детальных микросечений (число групп выбирается из предположения, что их хватит для достаточно точного описания поля нейтронов при расчетах различных реакторов);

2) получение характеристик для резонансных групп (типа, например, резонансных интегралов) в случае некоторых нуклидов, прежде всего ^{238}U , для которых не удается получить универсальных групповых микросечений;

3) расчет (при некоторых предположениях о соседних областях) пространственно-энергетического распределения нейтронов в отдельной ячейке реактора и получение характеристик этих ячеек, необходимых для определения потоков нейтронов в более протяженных областях реактора;

4) расчет пространственно-энергетического распределения нейтронов в областях реактора, содержащих несколько десятков или сотен ячеек (полиячейки, кассеты), и получение характеристик таких областей;

5) расчет пространственно-энергетического распределения нейтронов в активной зоне реактора при условии неизменности свойств отдельных частей реактора;

6) расчет медленных изменений (в результате выгорания, отравления) распределения нейтронов и соответствующих изменений свойств реактора;

7) расчет быстрых изменений (аварийные процессы) распределения нейтронов.

ТОЧНОСТЬ РАСЧЕТОВ

Попытаемся кратко и обобщенно оценить вклад в суммарную погрешность расчетов от отдельных этапов расчета.

1. Погрешность, возникающая за счет использования априорных внутригрупповых спектров при сворачивании детального энергетического хода сечений к многогрупповым сечениям соразмеряется с погрешностью, связанной с неточным знанием самих детальных сечений. Последняя оценивается с помощью анализа специальных реперных экспериментов, которые поэтому правильнее называть косвенными измерениями микроконстант. Для тепловых реакторов из сравнения измеренных величин с полученными по реперным расчетам при использовании последних данных для микроконстант сообщается [1, 2], что для уран-водных систем константная составляющая в неопределенности коэффициента размножения равна $\sim 0,5\%$, а в плутониево-водных до 2% .

В эту величину вносит вклад и погрешность эксперимента (в основном из-за неопределенности нуклидного состава испытываемых сборок). В описании наиболее часто обсчитываемых реперных экспериментов, к сожалению, не приводится эта составляющая, но в отечественных аккуратных измерениях такая величина достигает $0,3\%$ в коэффициенте размножения. Учет такой составляющей мало меняет ситуацию, так как в силу независимости составляющих $\sqrt{0,5^2 + 0,3^2} = 0,4\%$.

Из сравнения результатов реперных расчетов, не использующих группового представления микросечений, с результатами многогрупповых транспортных расчетов следует, что для тепловых систем рецепты приготовления групповых сечений, когда число их равно 70—100, не влияют заметно на окончательный результат, т.е. оказываются приемлемыми. Ситуация становится иной, когда энергетический спектр нейтронов в

активной зоне реактора становится очень жестким. При этом, как было, например, при тестовых расчетах перспективных быстрых реакторов, разброс в расчетных коэффициентах размножения, причем не только при использовании различных исходных микроконстант, но и при использовании одинаковых исходных, но по разному полученных групповых констант, достигает и даже несколько превышает значение 5% [3]. Заметим, что указанный факт стоит иметь в виду не только при рассмотрении быстрых реакторов, но и при исследовании аварийных процессов в тепловых реакторах, когда при осушении зоны может возникать жесткий нейтронный спектр.

2. Особого рассмотрения требует область резонансных энергий для некоторых («резонансных») нуклидов. Здесь не удастся получить универсальных групповых констант и наиболее употребительным способом является насчитывание массивов вспомогательных величин (резонансных интегралов), представление их в виде таблиц, где величины зависят от температуры топлива и промежуточных величин — сечений разбавления. Затем, уже на этапе рассмотрения конкретной ячейки, определяются групповые сечения с помощью расчета определенного для этой ячейки сечения разбавления и последующего использования интерполяции по вышеупомянутой таблице. Очевидно, такая громоздкая процедура (или еще более сложная — альтернативная процедура с использованием подгрупп) не может не вносить трудноконтролируемых погрешностей. К тому же и эксперименты по изучению заэкранированных резонансных сечений сложны и недостаточно точны. Погрешность экранированных сечений поглощения, в частности для ^{238}U , оказывается для тепловых реакторов примерно 2—5% [4, 5] (средняя по всей резонансной области). Примерно такой же величины достигает погрешность, связанная с приближениями при расчете резонансного поглощения. Это означает, что для тепловых реакторов, у которых типичной долей резонансного поглощения нейтронов является 0,15, погрешность в коэффициенте размножения только за счет неточности знания резонансного поглощения может равняться 0,5—1%.

Уместно сказать о точности расчета такой важной для нестационарных процессов величины, как температурный коэффициент реактивности. При типичном значении, например доплеровского коэффициента $(1 + 2) \cdot 10^{-5}$ 1/град, очевидно, что при изменении температуры топлива на 100 град температурный эффект составляет лишь 0,1—0,2% (сравните с вышеприведенными числами для погрешности вычисления резонансного поглощения). Тем не менее точность вычисления такой небольшой величины очень важна, так как идет речь о самой быстродействующей и потому очень существенной отрицательной обратной связи. К сожалению, в расчете доплеровского коэффициента имеется значительное количество труднопроверяемых приближений. Экспериментально измерить его тоже тяжело. Даже измерений изотермических температурных коэффициентов реактивности, т.е. величин, в которые вместе с доплеровским входит целый ряд других составляющих, выполнено не очень много и расхождения расчетных и экспериментальных величин значительны. Так, например, для ВВЭР они достигают 100%. Заметные различия между расчетными и экспериментальными температурными коэффициентами реактивности так обеспокоили исследователей, что этому вопросу был посвящен специальный международный семинар [6]. Поскольку для анализа нестационарных процессов важно значение компонент температурного коэффициента реактивности по отдельности, то очевидна сложность точного расчета этих величин.

3. Одним из наиболее ответственных этапов нейтронно-физического расчета является расчет пространственно-энергетического распределения нейтронов в отдельной ячейке активной зоны реактора. Это связано как с тем, что наиболее важные соотношения между различными процессами — делением, поглощением, утечкой нейтронов — определяются в основном здесь, так и с тем, что именно внутри ячейки про-

исходят наиболее сильные изменения потоков нейтронов по пространству и энергии, что не позволяет использовать низшие приближения уравнения переноса, такие, например, как малогрупповое диффузионное приближение. Почти всегда в настоящее время для расчета пространственно-энергетических распределений внутри ячеек используется многогрупповое (несколько десятков групп) приближение и достаточно высокое внутри каждой группы приближение транспортного уравнения — метод вероятности столкновений, s_n -метод, метод поверхностных псевдоисточников и т.д. При этом когда решается четко поставленная задача, т.е. наряду с уравнением задаются и граничные условия, достигается достаточно высокая точность определения величин, являющихся выходными для этого этапа. Так для малогрупповых эффективных сечений, используемых далее в качестве коэффициентов конечно-разностных уравнений, типичная погрешность равняется $\sim 1\%$, для коэффициента размножения k_∞ в силу существующих корреляций в расчетных эффективных сечениях погрешность получается $0,1—0,2\%$. Подчеркнем, что речь идет о методической расчетной составляющей погрешности в задаче с определенными граничными условиями. Проблема, однако, в неопределенности граничных условий в реальных ситуациях. Как показано в исследованиях по построению конечно-разностных уравнений повышенной точности, в которых в качестве характеристик ячеек используются различного типа матрицы отклика на границах, погрешность, связанная с использованием обычных граничных условий (бесконечная или конечная однородная решетка стержней) и традиционных конечно-разностных уравнений, возникающих, например, в методе гомогенизации, может достигать в коэффициенте размножения $2—3\%$ [7—9] (ВВЭР и РБМК), в весах стержней-регуляторов до 15% и в потвзльном энерговыделении вблизи, например, отражателя до $10—15\%$. Эти погрешности можно достаточно эффективно снизить в $5—10$ раз с использованием сравнительно недавно разработанных подходов (метод поверхностных гармоник и близкие к нему), но пока в проектных и эксплуатационных расчетах эти подходы широко не используются и соответствующие коды (например, комплекс WIMS-SH) для расчета модифицированных характеристик ячеек находятся в процессе становления.

Приведенные выше числа относятся к расчету ячейки с определенным нуклидным составом, т.е. к расчету одного состояния. Однако коды для расчетов ячеек (для примера приведем UNIRASOS I-II, используемые при расчетах ВВЭР, WIMS-D4, используемый в том числе и при расчетах РБМК) предназначены не только для определения характеристик одного состояния ячейки (малогрупповые эффективные сечения, коэффициент размножения), но и характеристик близких состояний (коэффициенты реактивности), а также массивов характеристик ячеек, рассчитываемых в процессе моделирования изменения нуклидного состояния (выгорание) ячеек при работе реактора. В последнем случае возникают дополнительные погрешности, связанные с неопределенными предположениями об изменении окружения рассматриваемой ячейки. В частности, при различных, но достаточно разумных предположениях о характере обмена нейтронами ячейки с соседями различия в рассчитанных плотностных коэффициентах реактивности для ячейки РБМК (чрезвычайно важная характеристика для этого реактора) могут превышать 20% [10], а с учетом упомянутой погрешности, связанной с грубым описанием граничных условий, величина неопределенности в этой расчетной величине может превышать 40% .

4. Выделение из общего расчета ячеек и затем уже решение конечно-разностных уравнений на сетке с шагом, равным размеру ячеек, все еще не обеспечивает оперативности расчета. Поэтому в большинстве случаев полезным оказывается выделение еще расчета более крупных областей активной зоны — полиячеек, состоящих из нескольких десятков, а то и сотен ячеек. В случае ВВЭР, как и для зарубежных PWR

и BWR, естественным выбором таких областей явилось выделение тепловыделяющих сборок (ТВС) (или кассет), поскольку перегрузки осуществляются именно такими порциями.

При расчете пространственно-энергетического распределения нейтронов внутри ТВС не требуется такого детального группового представления, как внутри ячеек, и обмен между ячейками, как правило, описывается в диффузионном приближении (учитывается непрерывность тока и потока нейтронов на границах смежных ячеек). Так в кодах КАССЕТА, ПЕРМАК, применяющихся при расчетах ВВЭР, стандартным является 4-групповое представление, в коде CASMO (PWR, BWR) — 7-групповое представление. Выявившиеся, однако, неточности стимулировали введение усовершенствований в используемые коды. Так более точное, чем в диффузионном приближении, описание обмена нейтронами между ячейками позволяет уточнить расчетное значение эффективного коэффициента размножения ТВС на величину $\geq 0,5\%$ и в последние годы в код CASMO введены блоки, позволяющие уточнить расчет в этом пункте. Аналогичное уточнение может быть получено в рамках метода поверхностных гармоник (МПП) за счет перехода к сшивке токов и уровней (вместо потоков). К сожалению, в проектных и эксплуатационных кодах такой переход не осуществлен. Еще более существенные погрешности возникают из-за неточного описания поглощающих стержней (пэлы в вэвовских ТВС). Применяющиеся сейчас конечно-разностные уравнения дают погрешность в количестве поглощающихся нейтронов в этих стержнях примерно 10—15%, что может приводить к погрешности в расчетном коэффициенте размножения ТВС до 1%. Использование усовершенствованных конечно-разностных уравнений МПП (даже в начальном приближении) или идеологически близких подходов позволяет уменьшить эту погрешность в 5—10 раз. Однако соответствующий аппарат для проведения массовых расчетов еще не создан.

Выше говорилось о расчетах характеристик ТВС, традиционно использующихся в реакторных расчетах (коэффициент размножения, эффективные одно- и двухгрупповые сечения поглощения, размножения и т.д.), которые выполняются при использовании условий нулевых токов на границе ТВС. Однако неадекватность таких граничных условий реальным ситуациям привела к разработке усовершенствованных схем для описания обмена нейтронами между соседними ТВС. В таких усовершенствованных схемах возникают дополнительные характеристики ТВС, а следовательно, возникает необходимость модифицированных расчетов пространственно-энергетических распределений нейтронов внутри ТВС. Разработка соответствующих кодов находится еще в стадии становления.

Обсуждаемый этап расчета в настоящее время в расчетах РБМК применяется лишь во вспомогательных задачах: при оценках эффектов реактивности, при сравнении различных близких друг к другу конструкций зоны и т.д. Представляется, однако, что этот этап, несмотря на большие трудности, нежели для случая ВВЭР, следовало бы ввести и в массовые расчеты. Несколько подробнее об этом будет сказано в следующих разделах.

5. О расчетах отдельных состояний активной зоны реактора частично говорилось уже в разделах, посвященных этапам расчетов ячеек и полиячеек. Действительно, если, как было сказано, при обычно рассчитываемых характеристиках ячеек возникает погрешность в коэффициенте размножения реактора, достигающая 2—3%, то при этом предполагалось, что эти характеристики подставлялись в обычные конечно-разностные уравнения, получающиеся в методе гомогенизации на сетке с шагом, равным размеру ячеек. Здесь уместно отметить, что в практических расчетах трудно мириться с погрешностями такой величины, и поэтому после проведения стендовых экспериментов вводятся те или иные поправки, как правило, в характеристики ячеек или ТВС, приводящие к приличному согласию расчетных и экспериментальных величин. Поскольку

эти поправки вводятся достаточно формально, они улучшают описание реактора только в состояниях, близких к тем, которые изучались на экспериментах, и на дальнейших этапах, например на этапах физпуска и энергопуска реактора, приходится вводить новые поправки. Так обстояло дело с проектными и эксплуатационными расчетами РБМК (коды ВРМ, затем НЕКТАР и WIMS-D4 для расчета ячеек, коды ВОКР, STEPAN для расчета полей нейтронов). Аналогичная ситуация имеется при расчетах ВВЭР, где при использовании традиционного конечно-разностного уравнения на сетке с шагом порядка размера кассеты (БИПР-5, БИПР-6) погрешность в коэффициенте размножения может достичь 1—2% и до нескольких десятков процентов в полях покассетных энерговыделений.

Развитые в последние годы рецепты получения более точных конечно-разностных уравнений и соответствующих характеристик ячеек и поляячеек (метод поверхностных гармоник и близкие к нему подходы), как уже отмечалось, могут заметно уменьшить расчетно-методическую составляющую погрешности расчета, но пока они находятся на стадии внедрения в практику массовых расчетов (комплекс WIMS-SH для расчета новых характеристик ячеек, код НЕМ-3 для расчета поля нейтронов в РБМК, код БИПР-8 для расчета поля нейтронов в ВВЭР и др.). Заметим, что за рубежом в последние 15 лет было выполнено большое количество работ (нодальные методы [11]) и созданы соответствующие коды, преследующие цели, близкие к обсуждаемым выше. Однако в этих подходах остается этап предварительной гомогенизации ТВС, что малоприменимо для ТВС реактора ВВЭР-1000, содержащих кластеры пэлов и тем более для канальной структуры ячеек РБМК. Точность описания зоны ВВЭР, обеспечиваемая западными нодальными подходами, как представляется, должна быть близкой к получаемой в коде БИПР-7, где использованы уточненные конечно-разностные уравнения, но полученные для гомогенных ТВС.

6. Поскольку представляет собой интерес поведение реактора в течение всей эксплуатации и поскольку описание такого поведения не сводится к механическому объединению расчетов отдельных состояний, выделяется особый этап расчета медленных изменений нейтронного поля. Последнее означает, что здесь пренебрегают производной от решения по времени, но учитывают изменение свойств зоны и, следовательно, изменение характеристик ячеек и ТВС со временем. Таким образом, решается квазистационарное нелинейное уравнение переноса. Не рассматривая проблем теплогидравлической части расчета, которая находится за рамками нашего обсуждения, отметим, что изменение нуклидного состава зоны, связанное с выгоранием и отравлением ее, вообще говоря, требует на каждом временном шаге пересчета пространственно-энергетического распределения нейтронов в каждой ячейке. Задача усложняется необходимостью учета движения стержней управления и перегрузок топлива. Без дополнительных упрощений провести достаточно оперативно цикл расчетов не представляется возможным. Действительно поскольку полный расчет ячейки по времени занимает примерно 0,05 времени расчета одного состояния активной зоны реактора, даже при расчете РБМК, когда достаточно пересчитывать характеристики примерно $5 \cdot 10^4$ ячеек, увеличение времени расчета одного состояния оказывается равным $2,5 \cdot 10^3$ раз. Еще более сложное положение наблюдается для ВВЭР.

Дополнительные упрощения, о которых сказано выше, заключаются в следующем. При насчитывании характеристик ячеек, меняющихся в процессе выгорания, делаются некоторые предположения об окружении рассматриваемой ячейки. Чаще всего предполагается, что по соседству находятся аналогичные ячейки и с помощью подбора подходящего «баклинга», обеспечивающего сохранение эффективного коэффициента размножения, равного единице в любой момент, рассчитываются характеристики рассматриваемой ячейки.

Затем «разбрасываются» параметры (температура, плотность, концентрация «отравителей») и таким образом получаются массивы характеристик, которые используются при реакторных расчетах при минимальных затратах вычислительного времени либо с использованием процедур интерполяции, либо с помощью аппроксимирующих функций. Указанные упрощения дают дополнительные погрешности в рассчитываемых величинах. К сожалению, до настоящего времени не уделяется достаточно внимания получению удовлетворительных рецептов параметризации характеристик ячеек и проверке достигаемых при этом точностей. Выше говорилось о параметризации характеристик ячеек и, следовательно, подразумевалось использование последующего ячейечного расчета. Однако такой расчет еще недостаточно оперативен. Именно поэтому до сих пор нет достаточно корректного расчета изменения нуклидного состава зоны РБМК за длительное время. В частности, при анализе чернобыльской катастрофы одним из основных факторов, приводящих к неопределенности результатов, оказывается плохое знание исходного (перед катастрофой) нуклидного состава и соответствующих характеристик ячеек. Тем более громоздок трехмерный ячейечный (мелкосеточный) расчет выгорания зоны ВВЭР. Поэтому здесь давно основным является крупносеточный расчет (коды семейства БИПР). Насчитываются, следовательно, характеристики ТВС (кассет). Задача, естественно, труднее параметризуется и трудно анализировать соответствующие погрешности. Тем не менее представляется, что это единственный разумный в настоящее время порядок действий. Думается, что и для РБМК следовало бы ввести этап крупносеточного расчета (сетка с шагом, равным размеру полиающей хотя бы из 16 ячеек). Здесь, конечно, задача выделения набора представительных параметров и получения приемлемых аппроксимаций очень сложна прежде всего из-за наличия практически непрерывных перегрузок топлива.

Собранные вместе (см. разд. 1—6) погрешности далеко превышают опасную границу, равную эффективной доле запаздывающих нейтронов $\beta_{эф}$. Однако в результате того, что в процессе загрузки зоны, выведения на критичность и в процессе эксплуатации она все время контролируется (проводятся соответствующие измерения и вносятся необходимые поправки в рассчитываемые величины), при медленном изменении параметров эта граница остается приемлемой, хотя те или иные просчеты могут привести к заметным экономическим потерям.

7. Расчет быстрых изменений нейтронных распределений (аварийные процессы) помимо включения в себя всех предыдущих этапов расчета, которые выполняются на каждом временном шаге, дополняется учетом производной по времени распределения нейтронов, учетом изменения распределения запаздывающих нейтронов и, конечно, более сложным (по сравнению с упомянутым выше теплогидравлическим) блоком теплогидродинамического расчета.

В результате погрешности, о которых говорилось выше, сохраняются, но дополняются новыми. Значимость же всех этих погрешностей становится совсем другой, кардинально меняющей роль расчета в шкале ценностей работ, необходимых даже не для развития, а самого существования ядерной энергетики. Это обусловлено тем, что при развитии аварийного процесса либо совсем нет возможности, либо она чрезвычайно ограничена в отношении своевременного вмешательства и исправления ситуации, если она начинает развиваться не так, как просчитана ранее. Все эти погрешности, если они даже к началу процесса компенсировали друг друга, далее выявляются, происходит разбалансировка, потому что компенсация погрешностей производится механически, на основании стационарных или квазистационарных измерений.

Существующие же коды для расчета задач пространственной динамики фактически находятся в зачаточном состоянии. Так для РБМК до чернобыльской катастрофы таких кодов, можно считать, не существовало, для ВВЭР использующиеся коды семейства МОСТ основывались на очень грубых математических моделях нейтронно-

физических процессов. В настоящее время идет работа по созданию и отладке кодов, позволяющих проводить совместные расчеты трехмерных нестационарных нейтронных полей и теплогидродинамики. Для РБМК примерами таких кодов являются STEPAN+KOBRA, TRIADA. Для ВВЭР проводится работа по соединению немецкого кода ATLET с нейтронно-физическим кодом БИПР-8. Заметим, однако, что даже в тех случаях, когда в нестационарных нейтронно-физических расчетах используются уточненные математические модели (НЕМ-3, БИПР-8), они получаются на основе чисто формального переноса на эти задачи усовершенствованных уравнений, полученных для стационарных расчетов. Поэтому одна из первостепенных задач — корректное получение усовершенствованной математической модели для пространственной динамики. К качеству этой работы предъявляются повышенные требования еще и потому, что чрезвычайно трудно проводить валидацию соответствующих кодов, поскольку практически невозможно выполнить подходящие эксперименты или с помощью реперных расчетов смоделировать аварийные процессы для выгоревшего, отравленного, находящегося вдали от рабочей точки реактора. Поэтому не случайно, что до сих пор не удается удовлетворительно смоделировать произошедшие крупные аварии, катастрофы, прежде всего чернобыльскую катастрофу.

ДОПОЛНИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Помимо оценки состояния основных этапов нейтронно-физического расчета, которые в настоящее время в той или иной степени выполняются, следует упомянуть о таких аспектах расчета, которые или только намечены, или совсем не разработаны. Основные из них, как представляется, следующие (порядок не соответствует значимости):

- 1) условия на границе активной зоны и их сопряжение с расчетами нейтронного поля в отражателе и защите;
- 2) расчет дисперсий важных функционалов от нейтронного поля в любой момент жизни реактора и связь их с оценкой риска при количественно-вероятностном анализе;
- 3) разработка процедур верификации и валидации кодов и в связи с последней развитие теории нейтронно-физического реакторного эксперимента;
- 4) улучшение технологии программирования и сокращение сроков ввода в эксплуатацию разрабатываемых кодов и комплексов кодов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Singh U.N., Ec J.R., Jonsson A. Analysis of Selected Critical Experiment Using ENDF/B-IV and ENDF/B-V Data. — Trans. Am. Soc., 1981, vol. 39, p. 885.
2. Майоров Л.В., Юдкевич М.С. Нейтронно-физические константы в расчетах реакторов на тепловых нейтронах. — М.: Энергоатомиздат, 1988.
3. Лалетин Н.И., Бояринов В.Ф., Сильнова В.Г. Расчет некоторых тестов, характерных для перспективных легководных реакторов с быстро-резонансным спектром нейтронов, по программе WIMS-D4. — Отчет РНЦ КИ, инв. № 36/1-1722-92, 1992.
4. Wright R.O., De Saussure G., Perez R.B. Impact of uncertainties in ^{238}U resonance parameters on performance parameters of thermal lattices. Winter school. — San Francisco, 1983.
5. Лалетин Н.И. О постановке интегральных реакторных экспериментов по измерению резонансного поглощения нейтронов в ^{238}U . — Отчет ИАЭ, инв. № 36/2907-83, 1983.
6. Temperature Coefficients of Reactivity. Proc. of Topical Meeting. — Vienna: IAEA, 1989.
7. Лалетин Н.И., Султанов Н.В., Люлька В.А. Расчет полиаппроксимации и сборка РБМК методом поверхностных гармоник. — Атомная энергия, 1993, т. 74, вып. 6, с. 473—482.
8. Laletin N.I., Sultanov N.V., Boyarinov V.F. Surface harmonics and surface pseudosources methods. — In: Proc. PHYSOR-90, ANS/ENS. — Marseille, April, 1990, vol. 2, p. XII-39—XII-49.
9. Городков С.С. Погрешность сеточных алгоритмов при трехмерном расчете нейтронных полей в РБМК. — Атомная энергия, 1990, т. 69, с. 9—12.

10. Лалетин Н.И., Люлька В.А. Эффекты реактивности от обезвоживания некоторых полиацетов РБМК. — Атомная энергия, 1993, т. 74, вып. 3, с. 179—185.
11. Advances in Mathematics, Computations and Reactor Physics, Vol. 4 Session 16.1. and 16.2. Nodal Methods for Diffusion Theory. — In: Proc. International optical Meeting, April 28 — May 2, 1991.

Статья поступила в редакцию

20 июня 1994 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Физика ядерных реакторов, 1994, вып. 4, с. 3—11.

УДК 621.039.514

ЧИСЛЕННЫЙ МЕТОД РЕШЕНИЯ «ЖЕСТКИХ» УРАВНЕНИЙ ИНТЕГРАЛЬНОЙ МОДЕЛИ НЕЙТРОННОЙ КИНЕТИКИ И ТЕПЛОВОЙ ДИНАМИКИ ЯЭУ

А.В. Гулевич, О.Ф. Кухарчук, В.А. Дубовская,
Физико-энергетический институт, 249020, Обнинск

Сформулирована модель динамики многозонной реакторной системы, основанная на интегральных уравнениях пространственной кинетики нейтронов и тепловой динамики элементов конструкции. Предложен эффективный алгоритм для численного интегрирования такой системы дифференциальных уравнений.

DIGITAL METHOD FOR SOLVING THE «HARD» EQUATIONS OF INTEGRAL MODEL OF NPP NEUTRON AND THERMAL DYNAMICS. A.V. GULEVICH, O.F. KUKHARCHUK, V.A. DUBOVSKAIA. The model of multizone reactor system dynamics was formulated starting from integral equations of spatial neutron dynamics and construction elements thermal dynamics. The effective algorithm was developed for digital solving this differential equations system.

Для описания процессов нестационарного переноса нейтронов в многозонных реакторных системах с различным спектром нейтронов в каждой из зон в работах [1—4] предложена и обоснована модель нейтронной кинетики, основанная на интегральном представлении уравнения Больцмана (многозонное приближение):

$$N_i(t) = \sum_{j=1}^m \left\{ \int_{-\infty}^t \alpha_{ij}(t-\tau) N_j(\tau) d\tau + \int_{-\infty}^t \alpha_{ij}^s(t-\tau) S_j(\tau) d\tau \right\}, \quad i = \overline{1, m}. \quad (1)$$

Нейтронная связь между различными зонами в этой модели описывается с помощью специальных функций, называемых ядрами перехода $\alpha_{ij}(t-\tau)$ и $\alpha_{ij}^s(t-\tau)$, которые имеют смысл числа вторичных нейтронов деления в момент времени t в зоне i от нейтрона деления, рожденного в момент времени τ в зоне j . Ядра перехода можно представить [3, 4] в виде конечного ряда экспоненциальных функций:

$$\alpha_{ij}(t-\tau) = k_{\Phi_{ij}}(t) \left\{ \sum_{p=1}^{m_{ij}} \frac{k_{ij}^p(1-\beta)}{l_{ij}^p \sum_p k_{ij}^p} e^{-\frac{t-\tau}{l_{ij}^p}} + \sum_{q=1}^D \lambda_q \beta_q e^{-\lambda_q(t-\tau)} \right\}, \quad (2)$$

$$\alpha_{ij}^s(t-\tau) = k_{\Phi_{ij}}(t) \sum_{r=1}^{m_{ij}} \frac{k_{sij}^r}{l_{sij}^r \sum_r k_{sij}^r} e^{-\frac{t-\tau}{l_{sij}^r}}.$$

Для расчета коэффициентов такого представления ядер перехода можно использовать метод Монте-Карло [4, 5], эффективность которого слабо зависит от спектра нейтронов и геометрии системы и определяется главным образом средним числом столкновений от рождения до поглощения нейтрона или вылета его из системы.

Параметризованная таким образом модель кинетики нейтронов (1), дополненная уравнениями тепловой динамики в форме, принятой в работе [6], может быть представлена в виде

$$\left\{ \begin{aligned} N_i(t) &= \sum_{j=1}^m \left\{ \sum_{p=1}^{m_j} n_{ij}^p(t) (1 - \beta) + \sum_{q=1}^D \lambda_q C_{ij}^q(t) + \sum_{r=1}^{m_j^s} Q_{ij}^r(t) \right\}, \quad i = \overline{1, m}, \\ l_{ij}^p dn_{ij}^p / dt &= k_{\Phi_{ij}}(t) a_{ij}^p N_j(t) - n_{ij}^p(t), \quad p = \overline{1, m_j}, \\ dC_{ij}^q / dt &= k_{\Phi_{ij}}(t) \beta_q N_j(t) - \lambda_q C_{ij}^q(t), \quad q = \overline{1, D}, \\ l_{sij}^r dQ_{ij}^r / dt &= k_{\Phi_{ij}}(t) a_{sij}^r S_j(t) - Q_{ij}^r(t), \quad r = \overline{1, m_j^s}, \\ k_{\Phi_{ij}}(t) &= k_i^0 + \sum_{j=1}^M \Delta k_{ij}^T(T_j) + \Delta k_i^N(N_j) + \Delta k_i^B(t), \\ (mc)_k dT_k / dt &= \sum_{j=1}^m \alpha_{jk} N_j(t) - \sum_{j=1}^M \left\{ \gamma_{jk} (T_k(t) - T_j(t)) + \epsilon_{jk} (T_k^4(t) - T_j^4(t)) \right\}, \quad k = \overline{1, M}. \end{aligned} \right. \quad (3)$$

В уравнениях (1)–(3) N_i — интенсивность делений в i -й зоне; $k_{\Phi_{ij}}$ — «эффективный» коэффициент размножения нейтронов в i -й зоне от нейтронов j -й зоны; λ_q , β_q , $q = \overline{1, D}$ — параметры запаздывающих нейтронов (D — число групп); $a_{ij}^p = k_{ij}^p / \sum_p k_{ij}^p$, $a_{sij}^r = k_{sij}^r / \sum_r k_{sij}^r$; k_{ij}^p , l_{ij}^p , k_{sij}^r , l_{sij}^r — параметры представления ядра интегрального уравнения в виде конечного ряда экспоненциальных функций (с числом членов m_j для мгновенных нейтронов и m_j^s для нейтронов источника), полученные, например, методом [7]; S_j — скорость делений в j -й зоне от нейтронов внешнего источника; k_i^0 — коэффициент размножения нейтронов в нулевой момент времени в i -й зоне; Δk_{ij}^T — изменение коэффициента размножения нейтронов в i -й зоне, связанное с изменением температуры j -го элемента конструкции; Δk_i^N — изменение коэффициента размножения нейтронов в i -й зоне, связанное с изменением интенсивности делений в ней; Δk_i^B — возмущение коэффициента размножения нейтронов в i -й зоне, не связанное с изменением температуры конструктивных элементов и мощности ЯЭУ; T_k и $(mc)_k$ — температура и массовая теплоемкость k -го элемента конструкции соответственно; α_{jk} — доля тепловой мощности j -й зоны, выделяемая в k -м элементе конструкции; γ_{jk} и ϵ_{jk} — эффективные коэффициенты теплопередачи и излучательного теплообмена между j -м и k -м элементами конструкции соответственно.

В такой постановке модель (3) состоит из m алгебраических соотношений, связывающих искомые величины $\vec{x} = \{N_i, n_{ij}^p, C_{ij}^q, T_k\}$, и дифференциальных уравнений. Система дифференциальных уравнений является «жесткой» из-за существенного различия (в несколько порядков) постоянных времени нейтронных и тепловых процессов.

При построении процедуры численного интегрирования дифференциальных уравнений использовались абсолютно устойчивые неявные схемы. При этом значения искомых величин $\vec{x}_{k+1}$ на правой границе шага интегрирования в некоторый момент времени t_{k+1} в зависимости от значения $\vec{x}_k$ на левой границе шага в момент времени t_k и значения правой части дифференциальных уравнений модели (3) в этих же точках f_{k+1} и f_k могут быть определены следующим образом [8, 9]:

$$\vec{x}_{k+1} = \vec{x}_k + h_{k+1}(q_1 \vec{f}_{k+1} + q_2 \vec{f}_k), \quad (4)$$

где $h_{k+1} = t_{k+1} - t_k$ — шаг интегрирования по времени; $q_1 + q_2 = 1$.

Коэффициенты q_1 и q_2 не зависят от шага интегрирования h_{k+1} и определяют конкретный вид формулы интегрирования. При практической реализации использовались две численные схемы, определяемые семейством (4), при значениях параметров: 1) $q_1 = q_2 = 0,5$ и 2) $q_1 = 0,55$, $q_2 = 0,45$. Такой выбор параметров позволил использовать вычислительную схему второго порядка точности (метод трапеций) при малых шагах интегрирования и численную схему первого порядка, которая устойчиво аппроксимирует быстрозатухающие компоненты решения при больших шагах интегрирования.

Отметим, что размерность системы конечно-разностных уравнений (4) может быть существенно понижена, если, используя специфику исходных дифференциальных уравнений, разрешить в явном виде $n_{ij}^p(t_{k+1})$ и $C_{ij}^p(t_{k+1})$ относительно $N_j(t_{k+1})$ и подставить эти выражения в алгебраические соотношения системы (3). В окончательной форме система нелинейных алгебраических уравнений относительно $N_j(t_{k+1})$ и $T_l(t_{k+1})$ принимает вид

$$\left\{ \begin{aligned} & 1 - \sum_{p=1}^{m_u} \frac{k_{\Phi u}(t_{k+1}) a_{ij}^p h_{k+1} q_1 (1 - \beta)}{l_{ij}^p + q_1 h_{k+1}} - \sum_{q=1}^D \frac{\lambda_q \beta q k_{\Phi u}(t_{k+1}) h_{k+1} q_1}{1 + h_{k+1} q_1 \lambda_q} \Big\} N_{ik+1} - \\ & - \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^{m_y} \left\{ \sum_{p=1}^{m_y} \frac{k_{\Phi y}(t_{k+1}) a_{ij}^p h_{k+1} q_1 (1 - \beta)}{l_{ij}^p + q_1 h_{k+1}} + \sum_{q=1}^D \frac{\lambda_q \beta q k_{\Phi y}(t_{k+1}) h_{k+1} q_1}{1 + h_{k+1} q_1 \lambda_q} \right\} N_{jk+1} = \\ & = \sum_{j=1}^m \left\{ \sum_{p=1}^{m_y} \left[\frac{n_{ijk}}{1 + \frac{h_{k+1} q_1}{l_{ij}^p}} + \frac{h_{k+1} q_2}{1 + \frac{h_{k+1} q_1}{l_{ij}^p}} \left(\frac{k_{\Phi y}(t_k) a_{ij}^p N_{jk}}{l_{ij}^p} - \frac{n_{ijk}^p}{l_{ij}^p} \right) \right] (1 - \beta) + \right. \\ & \left. + \sum_{q=1}^D \left[\frac{C_{ijk}^q}{1 + h_{k+1} q_1 \lambda_q} + \frac{h_{k+1} q_2}{1 + h_{k+1} q_1 \lambda_q} (\beta q k_{\Phi y}(t_k) N_{jk} - \lambda_q C_{ijk}^q) \right] \lambda_q + \sum_{r=1}^{m_y'} Q_{ij} \right\} \\ & \left\{ 1 + \sum_{j=1}^M \left[\frac{\gamma_{lj} h_{k+1} q_1}{(mc)_l} + \frac{\varepsilon_{lj} T_{jk+1}^3 h_{k+1} q_1}{(mc)_l} \right] \right\} T_{lk+1} - \\ & - \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq l}}^M \left\{ \frac{\gamma_{lj} h_{k+1} q_1}{(mc)_l} + \frac{\varepsilon_{lj} T_{jk+1}^3 h_{k+1} q_1}{(mc)_l} \right\} T_{jk+1} = T_{lk} + \\ & + h_{k+1} q_2 \left\{ \sum_{j=1}^m \frac{x_{jt} N_{jk}}{(mc)_l} - \sum_{j=1}^M \left[\frac{\gamma_{lj}}{(mc)_l} (T_{lj} - T_{jk}) + \frac{\varepsilon_{lj}}{(mc)_l} (T_{lk}^4 - T_{jk}^4) \right] \right\} + \\ & + h_{k+1} q_1 \sum_{j=1}^m \frac{x_{jt} N_{jk+1}}{(mc)_l}; \quad i = \overline{1, m}; \quad l = \overline{1, M}. \end{aligned} \right. \quad (5)$$

Для решения полученной системы уравнений применялись одношаговые итерационные методы Зейделя и верхней релаксации (при значениях параметра релаксации $\omega = 1 + 1,2$). Для ускорения сходимости использовались начальные приближения для N_j и T_l , которые находились экстраполяцией по полиномам третьего порядка, коэффициенты которых определялись из предыдущих значений рассчитываемых величин. Это позволило уменьшить число итераций на шаге интегрирования до 1 + 2.

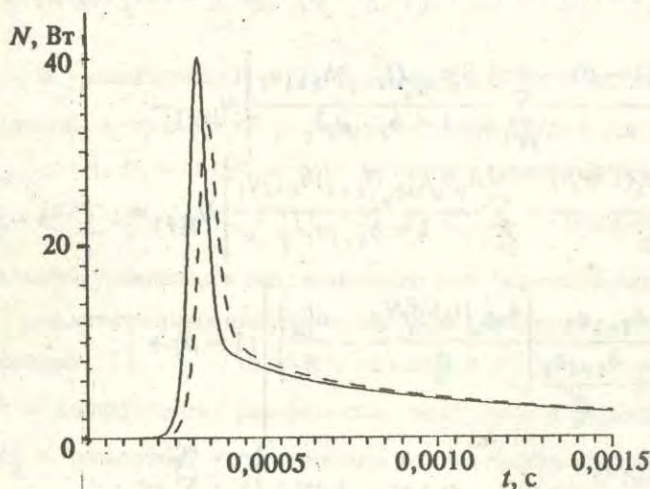
Величина шага h_{k+1} в процессе счета вычислялась автоматически по оценке:

$$h_{k+1} = \delta \cdot \min_{i,j} \left(\frac{h_k N_{ik+1}}{N_{ik+1} - N_{ik}}; \frac{h_k T_{jk+1}}{T_{jk+1} - T_{jk}} \right). \text{Значение настроечного параметра } \delta \text{ для метода трапеций выбиралось равным } 0,1; \text{ для второго метода — } \delta = 0,025 \div 0,05.$$

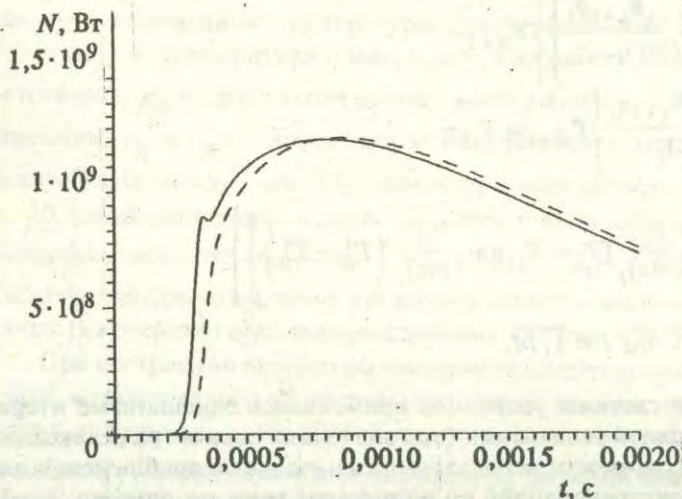
По предлагаемому численному алгоритму интегрирования обобщенной модели динамики (1) была разработана программа, позволяющая проводить математическое моделирование переходных процессов в многозонных ЯЭУ в достаточно широком диапазоне изменений мощности и температуры конструктивных элементов реакторной системы. Программа реализована в операционной системе VMS для ЭВМ MicroVAX. Максимальное число зон для нейтронной кинетики принято равным 100; максимальное число гармоник нейтронного потока (для каждой из зон) — 5; максимальное число зон для уравнений тепловых процессов — 200.

С помощью разработанной программы проводились исследования поведения мощности и температуры элементов конструкции специальной реакторной системы, работающей в режиме генерации мощных нейтронных импульсов [4, 10]. Установка

состоит из «быстрого» импульсного реактора, окруженного «тепловым» подкритическим блоком. Параметры модели кинетики (с учетом нескольких временных гармоник) были взяты из работы [4]. На рис. 1, 2 показаны зависимости мощности импульсного реактора и подкритического блока от времени. Сплошной кривой показаны данные, рассчитанные по предлагаемому алгоритму, штриховой — полученные с помощью программы POKER [6], не учитывающей высшие временные гармоники нейтронного потока.



Р и с. 1. Зависимость мощности импульсного реактора в переходном процессе от времени



Р и с. 2. Зависимость мощности подкритического блока в переходном процессе от времени

Для более корректного описания нейтронной кинетики и тепловой динамики такой реакторной установки использовалась математическая модель, которая содержала ~ 100 дифференциальных уравнений (10 зон для моделирования нейтронной кинетики и 26 зон для тепловой динамики). Расчет процесса длительностью 100 с с выходом системы в область «мгновенной» критичности (шаг интегрирования менялся от $\sim 10^{-5}$ с до ~ 10 с) занял ~ 7 мин процессорного времени компьютера MicroVAX-II/RC. Программой было сделано ~ 1400 шагов и затрачено в среднем 1,7 итерации на шаг.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Пупко С.В. Модель пространственной кинетики реактора: Препринт ФЭИ-2054, 1989.
2. Хоружий В.Х. К расчету пространственно-временной кинетики ИЯР и бустера. — ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 1989, вып. 1, с. 3.
3. Хоружий В.Х., Колесов В.Ф. О некоторых численных методах расчета быстрых импульсных реакторов. — ВАНТ. Сер. Импульсные реакторы и простые критические сборки, 1987, вып. 1, с. 12.
4. Гулевич А.В., Кухарчук О.Ф., Полевой В.Б., Пупко С.В. Применение интегральной модели нейтронной кинетики к расчету многозонных размножающих систем: Препринт ФЭИ-2129, 1990.
5. Шабалин Е.П. Импульсные реакторы на быстрых нейтронах. — М.: Атомиздат, 1976.
6. Кухарчук О.Ф., Гулевич А.В., Зродников А.В. Комплекс программ POKER для моделирования нестационарных процессов в системах связанных реакторов: Препринт ФЭИ-2065, 1990.
7. Дубовская В.А. Об одном методе аппроксимации экспериментальных данных: Препринт ФЭИ-2028. — Обнинск, 1989.
8. Современные численные методы решения обыкновенных дифференциальных уравнений/Под ред. Дж. Холла и Дж. Уатта. — М.: Мир, 1979.
9. Бахвалов Н.С. и др. Численные методы. — М.: Наука, 1987.
10. Дьяченко П.П. и др. Комбинированная термоядерная установка с реакторно-лазерным драйвером для промышленного получения электроэнергии: Препринт ФЭИ-2097. — Обнинск, 1990.

Статья поступила в редакцию

22 ноября 1991 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Физика ядерных реакторов, 1994, вып. 4, с. 11—15.

УДК 621.039.5

ГОМОГЕНИЗАЦИЯ СВОЙСТВ АКТИВНОЙ ЗОНЫ ВТГР ДЛЯ ТРАНСПОРТНЫХ РАСЧЕТОВ ПЕРЕНОСА НЕЙТРОНОВ

В.Ф. Цибульский,

РНЦ «Курчатовский институт», 123182, Москва

Представлено описание методики гомогенизации свойств активной зоны реакторов типа ВТГР при проведении транспортных расчетов. В активных зонах этих реакторов присутствует эффект прострела нейтронов при их пролете между шарами. В результате увеличивается утечка из активной зоны. В диффузионных расчетах это учитывается с помощью коррекции коэффициента диффузии. Показано, что для учета этого эффекта в транспортных расчетах необходимо изменить транспортное уравнение так, чтобы свободный пробег нейтронов в гомогенной и гетерогенной средах был одинаковым. Как пример выполнены расчеты на собственное значение для цилиндрического объема с различными регулярными укладками шаровых твэлов (расчеты для реальной геометрии и гомогенизированной среды проведены методом Монте-Карло).

HOMOGENIZATION OF HTGR CORE PROPERTIES FOR TRANSPORT CALCULATIONS.
V.TSIBULSKY. The problem of homogeneous neutron cross sections determination is discussed for the pebble bed HTGR core. There is large «streaming» effect for neutrons flying between pebbles in this core. This effect lead to the neutron leakage increasing. In the diffusion calculations we usually are taking into account this «streaming» effect by correction the diffusion coefficient. In this article we've shown that for transport calculation it is necessary to change transport equation in such a manner, that free path of neutrons in homogeneous and real regions would be the same for each direction. As example, the calculations of eigenvalues for cylindrcal cores with various types of pebbles lattices were made (for real region it was done direct calculations by Monte Carlo code and for homogeneous core — by Monte Carlo and by discrete ordinates codes).

При решении задачи переноса нейтронов в областях с гетерогенной структурой из материалов, сильно отличающихся нейтронными сечениями, часто возникает необходимость предварительной гомогенизации — усреднения свойств, исходной гетерогенной структуры. Обусловлено это главным образом трудностями описания реальной геометрии расчетной области в вычислительных программах. Зачастую лишь программы, в которых для расчета полей нейтронов используется метод Монте-Карло,

позволяют детально отобразить в расчетах реальную геометрию. Однако в ряде случаев даже для таких программ требуется предварительно усреднить свойства среды. Например, провести прямой расчет реактора типа ВТГР, имеющего стохастическую засыпку шаровых твэлов в активной зоне, практически не удастся. Слишком большое количество шаровых твэлов располагается в активной зоне (порядка 10^5 и больше), а стохастичность засыпки не позволяет определить местоположение твэлов достаточно точно.

Проблемам гомогенизации посвящены многочисленные исследования [1—4]. Преимущественно они ориентированы на получение констант для уравнений диффузионного типа. Известны и методики подготовки гомогенных констант для транспортного уравнения. Например, методика, изложенная в [5], использовалась авторами для расчета сложных кластерных ячеек [6].

При выборе методики для гомогенизации свойств активной зоны ВТГР большее внимание следует обратить на возможность учета с ее помощью эффекта «прострела» нейтронов в пространстве между шарами. Именно с этой особенностью переноса нейтронов в ВТГР связаны наибольшие сложности в получении гомогенизированных констант, и традиционные методики здесь не вполне применимы. Следует отметить, что значимость эффекта «прострелов» в ВТГР достаточно высока, он приводит к увеличению утечки нейтронов из активной зоны примерно на 15% в сравнении с ситуацией, когда его в расчет не принимают. Для диффузионного приближения, широко используемого в практике инженерных расчетов ВТГР, эффект «прострелов» нейтронов учитывается введением поправок к коэффициенту диффузии [6]. Стремление повысить точность расчетов, особенно при анализе результатов экспериментов на критсборках, приводит к использованию на практике вычислительных программ, в которых перенос нейтронов рассчитывается методами дискретных ординат (s_n) или Монте-Карло. Это обстоятельство и стимулировало данную работу, предметом которой является определение параметров гомогенизации активной зоны реакторов ВТГР для транспортных уравнений, записанных в интегральной и интегродифференциальной формах.

ГОМОГЕННЫЕ КОНСТАНТЫ ДЛЯ ИНТЕГРАЛЬНОЙ И ИНТЕГРОДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЙ ФОРМ УРАВНЕНИЯ ПЕРЕНОСА

Интегральная форма уравнения переноса для нейтронов одной энергетической группы имеет вид

$$\Phi(\vec{r}) = \int_V \left(\Sigma_s(\vec{r}') \Phi(\vec{r}') + Q(\vec{r}') \right) K(\vec{r}' \Rightarrow \vec{r}) d\vec{r}', \quad (1)$$

где

$$K(\vec{r}' \Rightarrow \vec{r}) = \frac{1}{4\pi} \frac{\exp(-\tau(\vec{r}' \Rightarrow \vec{r}))}{(\vec{r}' - \vec{r})^2},$$

$$\tau(\vec{r}' \Rightarrow \vec{r}) = \int_0^{|\vec{r}' - \vec{r}|} \Sigma_t(\vec{r} + \vec{\Omega}\xi) d\xi, \quad \vec{\Omega} = \frac{(\vec{r}' - \vec{r})}{|\vec{r}' - \vec{r}|},$$

все остальные обозначения общепринятые.

Переход к гомогенным константам предполагает, что сечения $\Sigma(\vec{r})$ и источник нейтронов $Q(\vec{r})$ будут заменены средними значениями $\bar{\Sigma}$, $\bar{Q}$. Определим эти средние значения из условия сохранения полного числа столкновений нейтронов в некотором объеме V_m для гомогенной и гетерогенной сред. Для реальной (гетерогенной) среды число столкновений в V_m равно

$$\int_{V_m} \Sigma_t \Phi(\vec{r}) d\vec{r} = \int_{V_m} \Sigma_t d\vec{r} \int_V \left(\Sigma_s(\vec{r}') \Phi(\vec{r}') + Q(\vec{r}') \right) K(\vec{r}' \Rightarrow \vec{r}) d\vec{r}'. \quad (2)$$

В правой части уравнения (2) функцию $\Phi(\vec{r}')$ разложим в ряд Тейлора в окрестности точки $\vec{r}$.

$$\begin{aligned} \int_{V_m} \Sigma_t \Phi(\vec{r}) d\vec{r} = & \int_{V_m} \Sigma_t d\vec{r} \int_V \Sigma_s(\vec{r}') K(\vec{r}' \Rightarrow \vec{r}) d\vec{r}' + \\ & + \int_{V_m} \Sigma_t d\vec{r} \nabla^2 \Phi(\vec{r}) \int_V \Sigma_s(\vec{r}') (\vec{r} - \vec{r}')^2 K(\vec{r}' \Rightarrow \vec{r}) d\vec{r}' + \dots \\ & + \int_{V_m} \Sigma_t d\vec{r} \int_V Q(\vec{r}') K(\vec{r}' \Rightarrow \vec{r}) d\vec{r}' \end{aligned} \quad (3)$$

Если выражение (3) записать для случая, когда в интегральном уравнении (1) используются гомогенизированные константы, интегралы в правой части (3) легко вычислить:

$$\Sigma_t \Phi(\vec{r}) = \frac{\Sigma_s}{\Sigma_t} \Phi(\vec{r}) + \frac{\Sigma_s}{3 \Sigma_t^3} \nabla^2 \Phi(\vec{r}) + \dots q. \quad (4)$$

Потребуем теперь, чтобы моменты разложения в (4) для гомогенной среды совпадали с соответствующими моментами в реальной гетерогенной среде (3). Среднее сечение определим следующим образом (как и в «традиционной» гомогенизации):

$$\Sigma = \frac{\int_{V_m} \Sigma_t \Phi(\vec{r}) d\vec{r}}{\int_{V_m} \Phi(\vec{r}) d\vec{r}}. \quad (5)$$

Тогда Σ и первые моменты в разложениях (3) и (4) одинаковы, т.е.

$$\frac{\Sigma_s}{\Sigma_t} = \int_{V_m} \Sigma_t d\vec{r} \int_V \Sigma_s(\vec{r}') K(\vec{r}' \Rightarrow \vec{r}) d\vec{r}', \quad (6)$$

однако следующие моменты при члене $\nabla^2 \Phi$ в общем случае не будут совпадать. Добиться, чтобы и они были равны, можно, введя дополнительную константу μ в уравнение (1) для гомогенной среды в виде множителя ко всем сечениям $\mu \Sigma$. В этом случае разложение (4) будет иметь вид

$$\Sigma_t \Phi(\vec{r}) = \frac{\Sigma_s}{\Sigma_t} \Phi(\vec{r}) + \frac{\Sigma_s}{3 \mu^2 \Sigma_t^3} \nabla^2 \Phi(\vec{r}) + \dots q. \quad (7)$$

Теперь очевидно, что величину этой новой константы μ следует выбрать равной

$$\frac{1}{\mu^2} = \frac{3}{2} \frac{\bar{\Sigma}_t^2}{\Sigma_s} \int_{V_m} \Sigma_t d\vec{r} \int_V \Sigma_s(\vec{r}') (\vec{r} - \vec{r}')^2 K(\vec{r}' \Rightarrow \vec{r}) d\vec{r}'. \quad (8)$$

По существу различия в μ^2 характеризуют отличия в среднем квадрате свободного пробега нейтронов в гомогенной и гетерогенных средах.

Учитывая, что второй момент в разложении (4) является величиной векторной, а это отражает наличие возможной анизотропии в переносе нейтронов вдоль различных направлений, значение μ также следует определить в виде вектора, компоненты которого равны

$$\frac{1}{\mu_i^2} = \frac{3}{2} \frac{\bar{\Sigma}_i^2}{\Sigma_s} \int_V \Sigma_s(\vec{r}') (\vec{r} - \vec{r}', t)^2 K(\vec{r}' \Rightarrow \vec{r}) d\vec{r}'. \quad (9)$$

Окончательно интегральная форма гомогенизированного уравнения имеет вид

$$\Phi(\vec{r}) = \int_V |\vec{\Omega}, \vec{\mu}| (\Sigma_s \Phi(\vec{r}') + Q) \bar{K}(|\vec{\Omega}, \vec{\mu}| \Sigma_s, \vec{r}' \Rightarrow \vec{r}) d\vec{r}', \quad (10)$$

где $\vec{\Omega} = \frac{(\vec{r}' - \vec{r})}{|\vec{r}' - \vec{r}|}$, компоненты вектора $\vec{\mu}$ определяются выражением (9), а гомогенные сечения — усреднением (5).

Интегральную форму уравнения переноса (10) легко преобразовать к интегродифференциальному виду. В результате получим

$$\frac{1}{|\vec{\mu}, \vec{\Omega}|} (\vec{\Omega}, \nabla \varphi(\vec{r}, \vec{\Omega})) + \Sigma_t \varphi(\vec{r}, \vec{\Omega}) = \frac{1}{4\pi} \int \Sigma_s(\vec{r}, \vec{\Omega}' \Rightarrow \vec{\Omega}) \varphi(\vec{r}, \vec{\Omega}') d\vec{\Omega}' + q(\vec{r}). \quad (11)$$

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Проверка предложенного способа гомогенизации для транспортных уравнений выполнена на специально разработанном тесте. Расчетная цилиндрическая область (цилиндр высотой 180 см и радиусом 95 см) заполнена шаровыми твэлами, которые размещены в виде различных регулярных упаковок. В пространстве между шарами — вакуум. Нейтронно-физические константы для шаровых твэлов приведены в табл. 1. Выполнены прямые расчеты методом Монте-Карло для трех видов регулярных упаковок шаров: тетрагональной, point on point, кубической (см. рисунок). Для этих же вариантов проведены расчеты методами Монте-Карло и дискретных ординат для традиционной гомогенизации ($\mu = 1$) и с учетом различия в среднем квадрате пробега нейтронов в реальной и гомогенизированной средах согласно предложенной методике (значения μ приведены в табл. 2).



Т а б л и ц а 1. Двухгрупповые сечения шаров

Сечения, 1/см	Номер группы	
	1	2
Σ_{tot}	$4,01980 \cdot 10^{-1}$	$4,29208 \cdot 10^{-1}$
Σ_s	$3,97756 \cdot 10^{-1}$	$4,23367 \cdot 10^{-1}$
Σ_f	$1,81107 \cdot 10^{-4}$	$4,58804 \cdot 10^{-3}$
$\nu \Sigma_f$	$4,49045 \cdot 10^{-4}$	$1,10847 \cdot 10^{-3}$
$\Sigma_{l=2}$	$3,54493 \cdot 10^{-3}$	

Т а б л и ц а 2. Значения $K_{эф}$ для цилиндрической активной зоны, в которой расположены шаровые твэлы в виде регулярной укладки

Метод расчета	Тип загрузки		
	Тетрагональная, $\varepsilon^* = 0,7405$	Point on point, $\varepsilon = 0,6046$	Кубическая, $\varepsilon = 0,524$
Монте-Карло (прямой расчет)	$1,03970 \pm 0,0007$	$0,81670 \pm 0,0004$	$0,65600 \pm 0,0004$
Дискретные ординаты (S_6) (гомогенная АЗ, $\mu = 1$)	1,06606	0,88781	0,76467
Дискретные ординаты (S_6) (гомогенная АЗ, $\mu \neq 1$)	$1,03601$ ($\mu_x = \mu_y = \mu_z = 0,96675$)	$0,80250$ ($\mu_x = 0,9035$, $\mu_y = 0,9035$, $\mu_z = 0,9325$)	$0,64333$ $?\mu_x = \mu_y = \mu_z = 0,8805$
Монте-Карло (гомогенная АЗ, $\mu = 1$)	$1,0716 \pm 0,0006$	$0,90138 \pm 0,0005$	$0,77388 \pm 0,0005$
Монте-Карло (гомогенная АЗ, $\mu \neq 1$)	$1,0422 \pm 0,0006$ ($\mu_x = \mu_y = \mu_z = 0,96675$)	$0,81960 \pm 0,0004$ ($\mu_x = 0,9035$, $\mu_y = 0,9035$, $\mu_z = 0,9325$)	$0,65003 \pm 0,0004$ ($\mu_x = \mu_y = \mu_z = 0,8805$)

* ε — объемная плотность загрузки.

Как видно из табл. 2, предложенный способ гомогенизации для транспортных уравнений позволяет получать результаты с хорошей точностью как в случае с анизотропной укладкой шаровых твэлов (point on point), так в сильнопористой среде (кубическая укладка).

Предложенная методика гомогенизации для транспортных расчетов переноса нейтронов, конечно, требует модернизации вычислительных программ, так как гомогенизированный оператор переноса нейтронов [уравнения (10) и (11)] отличается множителем $|\vec{\Omega}, \vec{\mu}|$ от традиционного. Однако изменения, которые необходимо внести в расчетные алгоритмы, достаточно просты и не требуют больших затрат при модификации существующих программ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Behrens D.J. — Proc. Phys. Soc., 1949, vol. A 62, p. 607.
2. Лалетин Н.И. Влияние цилиндрического канала на диффузию нейтронов. — Атомная энергия, 1959, т. 7, вып. 1, с. 18—26.
3. Lieberth J., Stojadinovic A. Neutron Streaming in Pebble Beds. — Nucl. Sci. Eng., 1980, vol. 76, p. 336—344.
4. Репников М.Н., Цибульский В.Ф. Коэффициент диффузии нейтронов в свободной засыпке шаровых твэлов ВТГР. — ВАНТ. Сер. Атомно-водородная энергетика и технология, 1983, вып. 3(16), с. 32—33.
5. Лалетин Н.И., Бояринов В.Ф. Методика гомогенизации при решении уравнения переноса нейтронов. — Атомная энергия, 1986, т. 61, с. 321—324.
6. Лалетин Н.И., Бояринов В.Ф. Расчет кластерной ячейки с применением методики обобщенной гомогенизации. — Атомная энергия, 1987, т. 63, с. 349—351.

Статья поступила в редакцию

18 февраля 1994 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Физика ядерных реакторов, 1994, вып. 4, с. 15—19.

СТАЦИОНАРНАЯ ТРАНСМУТАЦИЯ СМЕСИ ПРОДУКТОВ ДЕЛЕНИЯ

Т.С. Зарицкая, [А.П. Рудик],

Институт теоретической и экспериментальной физики, 117259, Москва

Определяются характеристики трансмутационных реакторов, обеспечивающие стационарность заданной смеси трансмутируемых продуктов деления.

STATIONARY TRANSMUTATION OF FISSION PRODUCTS MIXTURE. T.S. ZARITSKAYA, A.P. RUDIK. The transmutation reactors characteristics, which provide the stationarity of given transmuted fission products mixture are determined.

Наиболее общая постановка задачи о трансмутации продуктов деления, образующихся в ядерной энергетике, заключается в рассмотрении вопроса о трансмутации заданной смеси продуктов деления. В число компонент этой смеси могут включаться либо только специальные продукты деления (например, наиболее опасные с радиационной точки зрения), либо вообще все продукты деления, образующиеся в ядерном реакторе. Их стационарные концентрации задаются.

Задача формулируется следующим образом. Задана мощность энергетического реактора (или ядерной энергетической, состоящей из однотипных реакторов). Предполагается, что каждый продукт деления мгновенно извлекается из энергетического реактора и переносится в свой трансмутационный реактор. Требуется определить мощности и потоки нейтронов в этих трансмутационных реакторах, обеспечивающие заданный уровень накопления каждого из продуктов деления.

Пусть W — тепловая мощность энергетического реактора, W_i — трансмутационного реактора, соответствующего i -му продукту деления ($i = 1, 2, 3, \dots, n$), γ_i — выход продукта деления на один акт деления, σ_i — сечение захвата нейтронов продуктом деления i , λ_i — постоянная распада, Φ_i — плотность потока нейтронов в i -м трансмутационном реакторе (соответствующая плотность потока нейтронов в энергетическом реакторе — Φ). Тогда уравнения, описывающие изменения концентраций X_i , имеют вид

$$\frac{dX_i}{dt} = \frac{\gamma_i}{E_f} \left\{ W + \sum_{k=1}^n W_k \right\} - (\sigma_i \Phi_i + \lambda_i) X_i \quad (1)$$

В стационарном случае, при $dX_i/dt = 0$, система уравнений (1) служит для определения W_i и Φ_i . Для того чтобы это оказалось возможным, необходимо задать стационарные значения концентрации и доли нейтронов в трансмутационных реакторах, которые могут быть использованы для трансмутации.

Определим стационарную концентрацию продукта деления $X_i^{\text{ст}}$ как число ядер сорта i , образующихся в энергетическом реакторе за время работы T_i (подчеркнем, что, вообще говоря, T_i различны, и это определяется радиационной опасностью и токсичностью продукта деления i):

$$X_i^{\text{ст}} = \frac{\gamma_i \cdot W}{E_f} T_i \quad (2)$$

Доля нейтронов β_i , которые могут использоваться в трансмутационном реакторе i для трансмутации продукта деления i , определяется из соотношения

$$\beta_i \Sigma_i^f \Phi_i = \beta_i \frac{W_i}{E_f} = \delta_i \sigma_i \Phi_i X_i \quad (3)$$

где Σ_i^f — макроскопическое сечение деления в трансмутационном реакторе, а δ_i — эффективное число нейтронов, которые поглощаются в трансмутируемом нуклиде, в паразитных ядрах мишени и в образующихся при трансмутации ядрах в расчете на один нейтрон, захваченный трансмутируемым нуклидом.

Подставляя выражения (2) и (3) в (1), получаем в стационарном случае следующую систему уравнений относительно W_i :

$$\frac{\beta_i}{\delta_i} W_i - \gamma_i \sum_{k=1}^n W_k = \gamma_i W (1 - \lambda_i T_i), \quad i = 1, 2, \dots, n. \quad (4)$$

Решение системы (4) определяет значения W_i , после чего из (3) определяются требуемые потоки нейтронов по формуле

$$\Phi_i = (W_i / W) \frac{\beta_i}{\delta_i \gamma_i T_i}. \quad (5)$$

В качестве примера рассмотрим двухкомпонентную смесь с компонентами $i = 1 - {}^{90}\text{Sr}$; $i = 2 - {}^{137}\text{Cs}$.

В двухкомпонентном случае величины W_1 и W_2 удовлетворяют следующей системе уравнений:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\beta_1}{\delta_1} - \gamma_1 \right) W_1 - \gamma_1 W_2 &= -\gamma_1 W (1 - \lambda_1 T_1), \\ \gamma_2 W_1 - \left(\frac{\beta_2}{\delta_2} - \gamma_2 \right) W_2 &= -\gamma_2 W (1 - \lambda_2 T_2). \end{aligned} \quad (6)$$

Решая систему уравнений (6), получаем

$$\begin{aligned} W_1 / W &= \frac{\gamma_1}{\Delta} \left\{ \left(\frac{\beta_2}{\delta_2} - \gamma_2 \right) \cdot (1 - \lambda_1 T_1) + \gamma_2 (1 - \lambda_2 T_2) \right\}, \\ W_2 / W &= \frac{\gamma_2}{\Delta} \left\{ \left(\frac{\beta_1}{\delta_1} - \gamma_1 \right) \cdot (1 - \lambda_2 T_2) + \gamma_1 (1 - \lambda_1 T_1) \right\}, \end{aligned} \quad (7)$$

$$\text{где } \Delta = \frac{\beta_1 \beta_2 - (\beta_1 \delta_2 \gamma_2 + \beta_2 \delta_1 \gamma_1)}{\delta_1 \delta_2}.$$

Принимая $\beta_1 = \beta_2 = 0,30$, $T_1 = T_2 = 1$ год, $\delta_1 = \delta_2 = 2$ и учитывая, что $\gamma_1 = 0,059$, $\gamma_2 = 0,062$, а $\lambda_1 = \ln 2 / 28,8 = 2,41 \cdot 10^2 \text{ г}^{-1}$, $\lambda_2 = \ln 2 / 30,2 = 2,30 \cdot 10^2 \text{ г}^{-1}$ и $\delta_1 = 1,36$, $\delta_2 = 0,116$ (при спектре нейтронов с жесткостью $\gamma \approx 0,5$), получаем $W_1 / W = 1,99$, $W_2 / W = 2,09$.

Далее, из формулы (3) определяем плотности потоков в трансмутационных реакторах, используя соотношения, получаемые из (2) и (3):

$$\Phi_i = \frac{\beta_i}{\gamma_i \delta_i T_i} \cdot (W_i / W). \quad (8)$$

В рассматриваемом случае ${}^{90}\text{Sr}$ и ${}^{137}\text{Cs}$ имеем $\Phi_1 = 1,23 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, $\Phi_2 = 1,46 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$.

Заметим, что рассматриваемый пример носит сугубо иллюстративный характер, и поэтому полученные значения Φ_1 и Φ_2 следует считать чисто гипотетическими.

Обратим внимание на то, что решение системы уравнений (7) существует не при всех значениях выбираемых параметров δ_i и β_i , а только в определенной области их значений. Кроме того, вообще говоря, не все значения произведения $\lambda_i T_i$ допустимы.

Подчеркнем, что случай стационарной трансмутации смеси продуктов деления является естественным обобщением рассмотренных ранее проблем трансмутации оди-
ночных продуктов деления [1, 2], причем стационарная трансмутация смеси продуктов деления отличается тем, что она не аддитивна по своим компонентам.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Герасимов А.С., Зарицкая Т.С., Киселев Г.В., Рудик А.П. Стационарная трансмутация продуктов деления: Препринт ИТЭФ № 31. — М., 1992.
2. Gerasimov A.S., Zaritskaya T.S., Kiselev G.V., Rudik A.P., Chuvilo I.V. Secondary Radioactivity Produced in Transmutation of Long-Lived Fission Products: Препринт ИТЭФ № 81. — М., 1992.

Статья поступила в редакцию

16 апреля 1993 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Физика ядерных реакторов, 1994, вып. 4, с. 20—22.

УДК 621.039

РОЛЬ ОЧЕРЕДЕЙ В АРХИТЕКТУРЕ ПАКЕТОВ ПРОГРАММ ДЛЯ РЕШЕНИЯ УРАВНЕНИЙ МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО

М.И. Гуревич,

РНЦ «Курчатовский институт», 123182, Москва

В работе описываются некоторые аспекты архитектуры программ расчета потоков частиц методом Монте-Карло. Такие программы рассматриваются как системы массового обслуживания, где элементами очередей являются запросы на моделирование траектории отдельных частиц. Работа такой системы не является асинхронной, но наличие нескольких источников заявок порождает очереди. Источником заявок в том числе является неаналоговое моделирование. Правильная организация управляющего модуля в пакете программ MCU-3 позволила легко включить в работу программ фотоны и неаналоговое моделирование.

THE QUEUES IN THE ARCHITECTURE OF THE CODES FOR THE MONTE CARLO METHODS. M.I. GUREVICH. The paper describes some aspects of the architecture of the programs for Monte Carlo calculations. Such program is considered as a queuing system. An element of any queue is a particle which trajectory would be modeling. A executing unit is the program module for modeling one trajectory. The works of the source and executing module are not asynchronous in the calculations by a single processor computer, but the existence the various ways of a particle birth makes some queues. The non analogy modeling makes additional queues. The MCU-3 code contains the program block for queues manipulations, so we can rather quickly elaborate the photon and non analogy modeling.

ВВЕДЕНИЕ

Потребность в численном решении уравнения переноса нейтральных частиц возникает в большом количестве различных областей науки и техники, как, например, ядерная энергетика (расчеты активных зон реакторов, защита от излучения), медицина, геодезическая разведка и т.д.

Для численного решения уравнения переноса разработано большое количество методов [1], каждый из которых имеет свои сильные и слабые стороны и соответственно наиболее адекватную область применения.

Метод Монте-Карло [2, 3] используется для получения особо точных результатов, так как позволяет моделировать практически любые геометрии рассчитываемых систем, а также учитывать все изученные в настоящее время процессы взаимодействия частиц с веществом [3, 4]. Следует отметить, что специфика метода Монте-Карло позволяет в целях ускорения использовать и более упрощенные модели взаимодействия с веществом, например, групповой и подгрупповой методы [4, 5]. К недостаткам метода Монте-Карло надо прежде всего отнести очень большое время, затрачиваемое на получение результата. Эта особенность вызывает необходимость особой тщательности при выборе архитектуры программы, алгоритмов, а также их реализации, так как неоптимальные решения чрезвычайно дороги.

Для дальнейшего необходимо кратко описать метод Монте-Карло и основные понятия, используемые при описании архитектуры программ.

ОСНОВНЫЕ КОНЦЕПЦИИ МЕТОДА МОНТЕ-КАРЛО

Под фазовым пространством понимается $\Phi = R \times S \times E \times I$, где $R = R^3$ — трехмерное пространство координат частиц; $S = S^2$ — сфера направлений полета;

$E = R_+$ — множество значений энергии частиц; I — конечное множество типов частиц. Обычно либо $I = \{1\}$ — чисто нейтронная задача, либо $I = \{1, 2\}$ — учитываются нейтроны и фотоны.

Уравнение переноса рассматривается в интегральной форме [6]:

$$g = k_{эф} T C g \quad (1)$$

для однородного уравнения,

$$g = T(Cg + q) \quad (2)$$

для неоднородного уравнения.

Здесь использованы следующие обозначения: $\Phi = (r, \Omega, e, i)$ — точка фазового пространства; $g(\Phi)$ — плотность поглощения частиц; $q(\Phi)$ — плотность внешнего источника; C — интегральный оператор, связывающий плотность поглощения и плотность генерации вторичных частиц в той же точке. Оператор имеет вид

$$(Cg)(r, \Omega, e, i) = \iiint_{SEI} C(r, \Omega, \Omega', e, e', i, j) g(r, \Omega', e', j) de' d\Omega',$$

T — интегральный оператор, связывающий суммарную плотность рождения вторичных частиц и внешнего источника с плотностью поглощения. Этот оператор имеет вид

$$(TQ)(r, \Omega, e, i) = \iiint_{RSE} t((r, r', \Omega, \Omega', e, e', i) Q(r', \Omega', e', i) dr' de' d\Omega'.$$

Ядро оператора T есть вероятность для частицы, рожденной в точке фазового пространства (r', Ω', e', i) , поглотиться в точке пространства (r, Ω, e, i) . (Очевидно, что интеграл ядра T по r, Ω, e и i может быть меньше 1, так как существует также утечка из системы.)

Однородное уравнение (1) в программах Монте-Карло решается методом поколений, подробно описанным и обоснованным в [6]. Метод поколений в сущности является аналогом получения максимального собственного значения и соответствующего вектора методом простых итераций.

Кратко этот метод можно описать так. Выбирается некоторый начальный набор частиц — нулевое поколение. Проводится моделирование траекторий этих частиц до поглощения. Моделируется процесс расщепления ядер частицами и рождения вторичных частиц. Они образуют следующее — первое поколение. Далее производится нормализация, т.е. часть частиц поколения уничтожается или часть расщепляется на несколько. Это делается для того, чтобы число частиц в поколении лежало бы в некоторых заранее определенных пределах. В большинстве программных пакетов нормализация всегда создает в поколении одно и то же число частиц [6]. Также по первому поколению образуется второе, потом образуется третье и так далее. Каждое поколение частиц называется пакетом.

Отсюда видно, что программа расчета уравнений переноса методом Монте-Карло должна содержать следующие блоки:

блок Т — моделирование истории или траектории одной частицы от рождения до поглощения;

блок С — моделирование рождения вторичных частиц после поглощения.

Эти два блока соответствуют операторам T и C .

Кроме того, должен существовать ведущий блок В, который организует работу этих двух блоков, ведет поколения частиц и так далее. В данной работе выбран термин ведущий, а не управляющий, чтобы избежать путаницы с терминологией, принятой в [7], где в управляющий модуль, кроме описанных здесь операций модуля В, вклю-

чены также функции проведения траекторий с помощью физического модуля, моделирующего столкновения, и геометрического, моделирующего свободный полет частиц.

Следует также заметить, что в программах для расчета методом Монте-Карло обычно существует блок регистрации. Этот блок накапливает статистику оценки рассчитываемых функционалов и оценки ошибок этих расчетов. Блок регистрации использует моделируемые траектории, но не влияет на их построение. Оценки функционалов могут быть весьма различны [3], однако их специфика влияет только на связь блока регистрации с остальными блоками. Блок регистрации можно уподобить внешнему наблюдению за процессом моделирования траекторий.

Наконец, следует сказать, что блоки T и C соответствуют операторам T и C , но не совпадают с ними. Во-первых, для одной и той же задачи могут быть выбраны разные модели: прямой учет резонансов или использование подгрупп, например. Во-вторых, возможно использование марковских цепей с другими плотностями переходов с учетом разницы с помощью весов. Подробно этот метод описан в работе [8]. В данной работе эта особенность не очень существенна.

Подобным же образом решается и неоднородная задача (2). Метод решения особенно прост в случае, когда для соответствующей однородной задачи $k_{эф}$ значительно меньше 1. В этом случае число потомков одной частицы источника не может быть слишком велико, поэтому процессы типа нормализации не нужны.

Все потомки одной частицы источника образуют дерево, называемое в дальнейшем деревом потомков. Имеется два распространенных алгоритма моделирования, соответствующих методу обхода дерева слева и методу обхода дерева по уровням [9].

В первом алгоритме после деления берется одна из вторичных частиц, а остальные поступают в стек. Если новая частица генерирует деление, то также для моделирования берется одна из порожденных, а остальные поступают в стек. Если происходит поглощение без деления или утечка из системы, то для моделирования берется частица из вершины стека.

Второй метод аналогичен методу поколений. Также рассматривается текущий пакет частиц и пакет вторичных частиц. После поглощения с делениями полученные частицы поступают в пакет вторичных частиц, а для моделирования берется следующая частица их текущего пакета. Когда текущий пакет опустеет, пакет вторичных частиц переходит в текущий пакет без нормализации, что отличает этот алгоритм от метода поколений, используемого для решения однородных задач. Когда оба пакета оказываются пустыми, из источника выбирается новая частица, поступающая в текущий пакет. Легко видеть, что в методе поколений из источника можно выбирать не одну частицу для нулевого пакета, а несколько. В методе поколений, применяемом для решения неоднородных задач следует различать номер пакета от номера поколения. Пакеты нумеруются подряд 0, 1, 2, ... Номер поколения показывает число делений, в результате которых появилась частица.

Более сложная ситуация получается, если максимальное собственное число соответствующей однородной задачи близко к единице. (Оно, разумеется, меньше единицы, так как в противном случае решением служит бесконечность.) В этом случае дерево потомков одной частицы может быть очень велико. Более того, очень большим может оказаться одно поколение. Это создает необходимость иметь большую память для хранения пакетов, что осложняет создание эффективных программ.

Одним из выходов из этого положения является метод поколений с нормализацией. Он отличается от метода, применяемого для однородной задачи, следующим:

задается некоторое критическое число $N_{\max}$;

процесс нормализации запускается только в том случае, когда число частиц в поколении превышает $N_{\max}$;

сумма весов частиц в пакете до и после нормализации сохраняется.

Условия, которым должна удовлетворять нормализация в этом случае даже проще, чем в случае однородной задачи, поэтому целесообразно их здесь привести.

Пусть имеется N частиц с весами $w_1, w_2, \dots, w_N$ ($N > M = N_{\max}$). В результате нормализации получается M частиц с весами $W_1, W_2, \dots, W_M$. Каждая из новых частиц порождается одной из старых, т.е. имеет те же самые фазовые координаты. Положим, частица с номером j порождена частицей с номером $K(j)$. W_j и $K(j)$ — случайные величины, удовлетворяющие соотношениям

$$0 < K(j) \leq N, \quad 0 < W_j, \quad M \sum_{j=1}^M \delta_{iK(j)} W_j = w_i,$$

где M — символ математического ожидания, а δ_{ij} — символ Кронекера.

Суммируя последнее равенство по i , получаем

$$M \sum_{j=1}^M W_j = \sum_{i=1}^N w_i.$$

Наиболее просто этот алгоритм реализуется в случае, когда W_j есть константа. Из предыдущего равенства немедленно следует, что в этом случае $W_j = (w_1 + w_2 + \dots + w_N)/M$. В этом случае имеется более сильное соотношение

$$\sum_{j=1}^M W_j = \sum_{i=1}^N w_i,$$

СИСТЕМЫ С ОЧЕРЕДЯМИ

Общие концепции систем с очередями, иначе называемыми системами массового обслуживания, даны в многочисленных монографиях, например [10—12]. В них рассмотрены многие задачи, возникающие в этой области, в частности, дано строгое решение ряда теоретико-вероятностных задач. Для настоящей работы основными являются структура подобных систем, а также методы ее программной реализации.

Основными понятиями систем с очередями [10] являются следующие.

Заявка на обслуживание. В теории систем массового обслуживания под заявкой может пониматься нечто, что однозначно определяет некоторую работу, которую следует начать для ее обслуживания. Кроме того, заранее известно, что является концом подобной работы. Заявка, однако, не обязательно однозначно определяет все этапы работы по своему обслуживанию. Например, даже в простейших моделях время обслуживания каждой заявки является случайной величиной.

Обслуживающий прибор. Под этим термином понимается некоторое устройство, выполняющее работу по обслуживанию заявок. Обслуживающих приборов может быть несколько, например, несколько окошек билетных касс или несколько процессоров одной ЭВМ. Для целей настоящей работы достаточно рассмотрения систем с одним обслуживающим прибором, иначе называемых однолинейными системами [10]. Обслуживающий прибор характеризуется временем обслуживания заявок, а также рядом других факторов [10]. В настоящей работе можно рассматривать приборы без мертвого времени, т.е. после окончания обслуживания одной заявки можно сразу начинать обслуживание другой.

Источники заявок. Для анализа систем с очередями необходимо знать, какие законы определяют появление новых заявок. В теоретических исследованиях обычно задают случайные процессы появления новых заявок. При программном моделирова-

нии всегда имеются специальные блоки, генерирующие заявки, даже если они соответствуют абстрактным случайным процессам. Таких блоков может быть несколько. Поэтому целесообразно говорить об источниках заявок.

Очереди. Возможно, что заявка появляется в тот момент, когда прибор не может начать ее обслуживание, например, он занят обработкой другой заявки. В этом случае заявка становится в очередь на обслуживание.

В практических приложениях очередь не может содержать больше некоторого максимального количества элементов, которое обозначается $L_{\max}$. Если $L_{\max}$ значительно превышает реальные длины очередей, то можно считать длину очереди неограниченной, что часто делается в теоретических исследованиях. В противном случае необходимо рассматривать очереди с отказами, в которых заявка не принимается в очередь в случае ее переполнения, т.е. когда длина достигает $L_{\max}$.

Отметим, что при создании систем очередью часто следует учитывать возможность переполнения очереди даже в том случае, когда это событие маловероятно, так как появление непредусмотренного события может привести к аварии всей системы.

Приоритетные дисциплины. Заявки на обслуживание могут быть разных родов, поэтому может оказаться безразличным, какой элемент очереди следует принимать на обслуживание. Правило, по которому осуществляется этот выбор, называется дисциплиной обслуживания. Существует много различных алгоритмов в этой области, в которых учитывается ожидаемое время обслуживания заявки, время ее пребывания в очереди, важность и так далее. Описания различных алгоритмов даны в [11—13], а также в различных работах по проектированию операционных систем [14].

В настоящей работе достаточно модели очередей с приоритетами [11], которая состоит в следующем.

Каждая заявка имеет некоторый номер приоритета, являющийся неотрицательным числом. Чем номер меньше, тем заявка считается более важной. При выборе новой заявки обслуживания берется та, у которой номер приоритета наименьший. Если заявок с наименьшим номером приоритета несколько, то на обслуживание выбирается та, которая поступила в очередь раньше всех.

При конечном числе возможных номеров приоритета удобно считать, что существует несколько очередей, по одной на каждый номер, причем внутри каждой очереди работает простейшая дисциплина FIFO (FIFO есть первые буквы определения First Input — First Output, т.е. первый пришел — первый обслужился). При этой трактовке приоритеты относятся не к заявкам, а к очередям.

Различают относительные приоритеты, когда если заявка начала обслуживаться, то это обслуживание не может быть прервано, и абсолютные, когда обслуживание заявки с низким приоритетом может быть приостановлено для заявки с более высоким приоритетом. В данной работе рассматриваются только относительные приоритеты.

ВОЗНИКНОВЕНИЕ ОЧЕРЕДЕЙ В ПРОГРАММАХ

Наиболее распространенной причиной возникновения очередей является несинхронность работы источников заявок и обслуживающего прибора. При этом не играет роли, есть ли у этих устройств единый тактовый генератор, если генерации отдельных заявок или их обслуживание или оба этих процесса могут для разных заявок выполняться за разное время. Поэтому первыми программами, при создании которых возникли проблемы создания очередей, были программы обслуживания внешних устройств, по природе своей работающих асинхронно с ЭВМ [14].

Особенно теория очередей стала употребляться с развитием мультипрограммных систем. (При обслуживании ЭВМ одного «старт-стопного» внешнего устройства их работу можно было жестко синхронизовать, хотя это и не всегда приводило к оптималь-

ным режимам работы.) При проектировании операционных систем разработчики столкнулись с большим числом асинхронных процессов. Эти процессы обменивались данными, причем типичной была ситуация, когда один процесс производил некоторые блоки данных (например, блоки для записи на магнитный диск), а другой обрабатывал (осуществлял эти записи). Таким образом, первый процесс служил источником заявок, а второй — обслуживающим прибором. Возникла типичная система массового обслуживания.

Одно из первых строго определенных средств для синхронизации процессов — семафор Дейкстры [15] даже по форме ориентирован прежде всего на эту ситуацию, так как значение семафорной переменной равно числу элементов в очереди.

В то же время ввиду того, что память ЭВМ конечна, а операционная система не должна останавливаться, была решена проблема о переполнении очередей. Так как в операционной системе общего назначения все процессы допускают приостановку (нужно экономить среднее время прохождения задач, а не их поведение в экстремальных случаях), но, с другой стороны, недопустимо потерять ни одной заявки, обычно процесс источника заявок блокируется до освобождения места в очереди. Это также решается аппаратом семафоров [15—18].

Отступление об операционных системах важно потому, что в них в качестве асинхронных процессов рассматриваются задачи, исполняемые одним и тем же центральным процессором, который представляет одну детерминированную машину. Эти задачи могут генерировать заявки на работу одна для другой, что приводит к возникновению очередей.

Рассмотрим теперь работу центрального процессора в целом. Предположим, что в течение некоторого времени не поступает прерываний или еще каких-либо сигналов из вне, исключим даже временные прерывания. В этом случае работу всех задач и операционной системы можно рассматривать как один процесс, который не может быть асинхронен сам себе. Тем не менее очереди возникают. Это связано с тем, что одни блоки этого большого процесса производят заявки на обслуживание для других. Именно производством заявок и запуском обслуживающих блоков определяется переключение задач (процессов) в такой изолированной от внешнего мира ЭВМ.

Если предположить, что некоторый блок-источник, производя заявку, остановится до ее полного обслуживания, а блок обслуживания имеет высший приоритет, то очередей бы не возникало, хотя задачи переключались бы. Система в этом случае по своему поведению не очень отличалась бы от обычной однопроцессной программы — обслуживающие задачи играли бы роль подпрограмм. Однако если блок-источник может породить сразу несколько заявок, возникновения очередей не избежать.

Таким образом, даже при программировании без использования ветвлений [18] или других приемов явного описания асинхронных процессов [19] могут возникать очереди. Для этого достаточно, чтобы

- существовали программные блоки, вырабатывающие требования на обслуживание, и программные блоки, это обслуживание выполняющие;
- блоки, генерирующие заявки за один сеанс работы, вырабатывали различное число заявок.

Как будет показано в следующем разделе, эти условия выполняются в программах расчета переноса частиц методом Монте-Карло.

В заключение хочется сказать, что даже при использовании традиционных языков программирования (FORTRAN, PASCAL) в идеале следует рассматривать источники и обслуживающие приборы как отдельные процессы или сопрограммы [9]. К сожалению, это не всегда выполнимо, так как в процессе обслуживания одной заявки могут возникнуть новые заявки на тот же блок обслуживания, что и происходит в методе Монте-Карло.

При проектировании программы для расчета переноса частиц методом Монте-Карло допустимы несколько способов разбивки ее на программные блоки, являющиеся источниками и/или обслуживающими устройствами для некоторых заявок. В настоящей работе описано разбиение, принятое в программе MCU [7, 20]. Это минимальное разбиение в том смысле, что рассматривается только одна система массового обслуживания.

Разбиение программы MCU. Основой программы расчета переноса частиц методом Монте-Карло является программный блок Т — моделирование траектории частицы от рождения до поглощения. Этот блок включает реализации наиболее сложных алгоритмов, и на его работу расходуется основная часть машинного времени. В MCU именно блок Т является исполнительным устройством системы массового обслуживания, и к нему возникают очереди.

Как только частица поглотилась, немедленно запускается блок С — генерация вторичных частиц. Вторичные частицы становятся в очередь на обработку, а для блока С имеется либо одна заявка на обслуживание, либо их вообще нет. Следует отметить, что MCU — программа, предназначенная в настоящее время для одного процессора, поэтому никакой асинхронной работы блоков Т и С не может быть. Таким образом, можно в качестве обслуживающего устройства рассматривать составной блок ТС, соответствующий сначала моделированию траектории до поглощения, а потом получение, возможно, нулевого числа вторичных частиц. (Автор выбрал запись композиции операторов, которая читается слева направо, как принято в большинстве языков управления заданиями.)

Кроме указанного блока ТС необходимо будет рассматривать блок внешних источников Q, ведущий блок В и подблок ведущего блока, занимающийся нормализацией поколений и обозначаемый N.

Заявка на обслуживание. Заявкой на обслуживание в MCU является частица, подлежащая моделированию. Каждая частица полностью характеризуется следующими параметрами:

- тип частицы (в настоящее время нейтрон или фотон);
- номер поколения частицы;
- координаты частицы в пространстве (трехмерный вектор);
- направление полета частицы (точка на единичной двумерной сфере);
- энергия частицы (положительное число);
- время рождения частицы (неотрицательное число);
- модуль веса (положительное число);
- аргумент веса (точка на единичной окружности).

Следует сделать ряд уточнений.

В настоящее время программа MCU ориентирована на решение только стационарных задач, поэтому параметр время просто не используется. При решении нестационарных задач этот параметр должен будет учитываться в дисциплине обслуживания.

Вес частицы рассматривается комплексным для решения задач с баклингом [4, 6]. Для целей данной работы этот факт не существен, и в дальнейшем аргумент веса никогда не будет упоминаться.

В MCU первый параметр-тип явно в заявку не входит. Он определяется тем, в какую очередь помещена заявка.

Кроме перечисленных параметров в заявку могут входить ряд дополнительных. Любой дополнительный параметр однозначно определяется совокупностью основных,

однако его вычисление может быть достаточно трудоемким. Если при генерации новой заявки (частицы) подобная величина была уже вычислена, то ее удобно сохранить. Это требует увеличения массивов памяти, отводимых под очереди, но может значительно увеличить общее быстродействие программы. Типичным примером дополнительного параметра является номер геометрической зоны, т.е. одной из ячеек (возможно, сложной формы), на которые разбито все пространство [21, 22].

При тех алгоритмах регистрации, которые реализованы в настоящее время в программе MSU, номер поколения оказывается существенным только при выборе заявок на обработку, т.е. для дисциплины обслуживания. Поэтому фактически он не хранится, а только влияет на то, в какую очередь помещается заявка.

Источник заявок. Два источника заявок уже были упомянуты. Во-первых, это блок ТС, генерирующий вторичные частицы деления, во-вторых, внешний источник Q. Существуют еще три источника частиц, все они расположены в блоке ТС, но производимые ими частицы имеют несколько другую природу.

Реакцию $n \rightarrow n + n$ можно трактовать как особый тип деления, а можно и как порождение при столкновении с ядром дополнительного нейтрона. В программе MSU выбрана вторая трактовка. Первый из получившихся нейтронов считается тем же, что вызвал реакцию, а второй — вновь образованным. Этот новый нейтрон принадлежит тому же поколению, что и первый. Модуль ТС продолжает моделирование траектории, оперируя с первым нейтроном, а второй помещается в очередь для последующей обработки.

Вторым источником является реакция $n \rightarrow n + \gamma$. Подобно предыдущему случаю продолжается моделирование траектории нейтрона, а фотон помещается в очередь.

Третьим источником являются неаналоговые методы типа расщепления или весового окна [2, 23, 24]. Для целей настоящей работы разница в этих двух методах, т.е. когда и как расщепить частицу, не существенна. Важным является лишь то, что в некоторый момент времени блок ТС может заменить одну частицу на несколько с теми же координатами за исключением веса. Так же, как в предыдущем случае, первая из этих частиц отождествляется со старой, и моделирование траектории продолжается, а остальные помещаются в очередь на обслуживание.

Следует отметить, что использование методов расщепления или весового окна автоматически предполагает также уничтожение некоторых частиц механизмом типа «Русской рулетки» [23]. В этом случае траектория оказывается оконченной без поглощения. Однако это не существенно, так как и при чисто аналоговом моделировании часть траекторий может быть окончена без поглощения в результате утечки за пределы рассчитываемой системы.

Длины очередей. Метод Монте-Карло, реализованный на однопроцессорной цифровой машине, представляет полностью детерминированный процесс, так как все вероятностные процессы моделируются с помощью последовательности псевдослучайных чисел, которая совершенно детерминирована. Точно так же, все флуктуации, связанные с ошибками округления, полностью определены начальными данными и типами используемых ЭВМ и программного обеспечения. (Последнее обстоятельство никогда не следует забывать. Ввиду того, что моделирование траекторий абсолютно неустойчивый процесс, даже смена версии компилятора может привести к совершенно другому развитию моделирования. Должны сходиться только общие статистические характеристики.)

Однако при задании начальных данных конкретного расчета развитие процесса моделирования для человека не предсказуемо. Тем более это относится ко всем вариантам расчетов, которые будут производиться по данной программе. Следовательно, длины и состав очередей вполне можно считать случайными величинами, что совер-

шенно естественно в методе Монте-Карло, где детерминированный процесс с помощью последовательностей псевдослучайных чисел приобретает свойства случайного процесса.

Таким образом, возникают две задачи:

— оценка вероятностных длин очередей и выделение под них массивов памяти так, чтобы вероятность переполнения была очень мала;

— создание механизма, предотвращающего остановку программы или нарушения ее правильной работы в случае переполнения.

ВЫБОР ПРИОРИТЕТОВ

Вначале отметим два факта, относящихся к стационарным задачам. Во-первых, в неоднородной задаче без использования нормализации в поколениях порядок моделирования траекторий не существен. Это связано с тем, что оцениваются линейные функционалы, представляющие суммы оценок по отдельным траекториям. Во-вторых, при использовании метода поколений как для однородного, так и для неоднородного случая единственным ограничением является то, что обработка частиц из некоторого поколения начинается тогда, когда все частицы предыдущего поколения уже обслужены. Это связано с тем, что в промежутках между обработкой поколений запускается алгоритм нормализации.

Все остальные решения, связанные с дисциплиной обслуживания определяются только удобством реализации.

Однородная задача. Систему приоритетов, используемую в MCU, проще всего описать следующим образом.

Нейтроны поколения k имеют приоритеты k . Нейтроны, порожденные ими в результате реакции $n \rightarrow n + n$ или расщепления, также имеют приоритет k . Фотоны, порожденные нейтронами k -го поколения, имеют приоритет $k + 1/2$.

Таким образом, сначала полностью обслуживаются нейтроны k -го поколения, включая те, что получились из них в результате $n \rightarrow n + n$ реакций и расщепления, а затем начинают обрабатываться фотоны, полученные из этих нейтронов. Следует отметить, что в MCU в настоящее время не моделируется фотоэффект, так что фотоны не порождают нового типа частиц.

После исчерпания всех фотонов начинается обработка следующего поколения нейтронов, перед которой происходит нормализация этого поколения (см. выше).

Так как при программной реализации оказалось неудобным иметь много очередей, то эта дисциплина обслуживания организована с помощью трех очередей: очереди нейтронов текущего поколения, очереди фотонов и очереди нейтронов следующего поколения. Очередь текущих нейтронов считается более приоритетной. Пока эта очередь не пуста, заявки выбираются оттуда. Нейтроны, появляющиеся в результате $n \rightarrow n + n$ реакций или расщепления, помещаются в эту очередь. Нейтроны, появляющиеся в результате деления, помещаются в очередь следующего поколения. Фотоны помещаются в соответствующую очередь.

Когда очередь текущих нейтронов опустеет, начинают выбираться элементы из очереди фотонов. При обработке фотонов могут возникать лишь новые фотоны в результате расщепления. Эти фотоны помещаются в ту же очередь фотонов.

Когда очередь фотонов опустеет, а очередь текущих нейтронов уже пуста, запускается процесс нормализации, который нормализует следующее поколение и помещает результат в очередь нейтронов текущего поколения. В конце работы процесса нормализации очереди нейтронов следующего поколения и очереди фотонов пусты.

Легко видеть, что описанный алгоритм дает описанную в начале пункта дисциплину обслуживания.

Следует отметить, что если поставить задачу минимизации средней длины очередей, то следовало бы считать очередь фотонов более приоритетной, чем очередь нейтронов текущего поколения. Это связано с тем, что при проведении траектории фотона менее вероятно появление новых частиц в том же поколении. В формальном описании следует заменить приоритет фотона $k + 1/2$ на $k - 1/2$.

Неоднородная задача. Если метод поколений не используется, достаточно иметь две очереди для нейтронов и фотонов соответственно. Новые заявки независимо от их происхождения попадают в очередь, определяемую типом частицы. В этом случае блок внешнего источника запускается только тогда, когда обе очереди пусты. Отметим разницу описанной дисциплины обслуживания с тем, что дано на стр. 24—25. Действительно, там описывалось помещение новых частиц в стек так, что обслуживание идет по принципу LIFO, в то время как здесь описывается выборка с приоритетом для нейтронов, а в очереди для каждого типа частиц используется FIFO. Очевидно, что для стационарных задач эта разница не существенна. При реализации очередей в MSU использование дисциплины LIFO также возможно.

При использовании метода поколений так же, как для однородной задачи используются три очереди: две для нейтронов и одна для фотонов. До тех пор пока все эти очереди не опустеют, используется тот же алгоритм выборки, что и для однородной задачи. Разница лишь в том, как работает алгоритм нормализации, описанный на стр. 25.

Когда все очереди опустеют, запускается блок внешнего источника, который вырабатывает пакет частиц, помещаемых в очередь нейтронов текущего поколения или в очередь фотонов.

ПЕРЕПОЛНЕНИЕ ОЧЕРЕДЕЙ

Поскольку все очереди в MSU располагаются в одном массиве памяти, то интерес представляет суммарное количество элементов во всех очередях. Приведем несколько полезных примеров.

Рассмотрим однородную задачу без использования неаналогового моделирования и учета $n \rightarrow n + n$ реакции.

Как это обычно делается, мы будем фиксировать длины очередей в моменты, когда новая заявка должна начать свое обслуживание [10].

Обозначим через M стандартное число нейтронов в поколении. Введем следующие обозначения: $L_f(j)$ — длина очереди фотонов после обработки j заявок из очереди текущих нейтронов; $L_2(j)$ — число заявок в очереди нейтронов следующего поколения в тот же момент времени; $L_s(j)$ — сумма длин всех очередей. $L_s(j) = M - j + L_f(j) + L_2(j)$. Очевидно, $L_f(0) = 0$; $L_2(0) = 0$.

Предположим, что все нейтроны текущего поколения поглощаются, вызывая деление. Этого не может быть в действительности, даже если они находятся в середине активной зоны реактора с большой утечкой, но здесь делается оценка сверху. Тогда, так как в результате деления появляется не более чем три вторичных нейтрона, получаем $L_2(j) \leq 3j$.

Число фотонов, образуемое одним нейтроном за всю его историю с учетом фотонов, образовавшихся при захвате, можно практически со 100-процентной вероятностью оценить числом семь. После выборки всех нейтронов текущего поколения очереди только уменьшаются, так как аналоговая обработка фотонов не производит новых частиц. Таким образом, $L_s(j) \leq M + 9j$. Следовательно, если отвести под очереди массив памяти, в котором можно расположить $10M$ заявок, переполнения никогда не произойдет.

В настоящее время обычно $M = 200$. Длина блока, хранящего одну заявку, получается в худшем случае 18 ячеек, т.е. нужен массив 36 000 ячеек, что почти на всех современных ЭВМ вполне допустимо.

Реальные эксперименты для систем, близких к критическим, показывают, что вполне хватает размера памяти 3М блоков, так как на один нейтрон производится примерно один нейтрон деления и меньше одного фотона.

Наличие реакций $n \rightarrow n + n$ не оказывает влияния на эти оценки, так как они дают не более 0,02М новых нейтронов на поколение.

Один из используемых в MCU физических модулей MOFIT [7] обеспечивает дополнительную гарантию от переполнения. Этот модуль при моделировании деления производит ровно один вторичный нейтрон с весом, равным их среднему числу ν . В этом случае очевидно, что $L_2(M) \leq M$, а в критической системе $L_2(M) \cong M/\nu$.

В случае необходимости решения задач с фотонами и значительного увеличения числа частиц в поколении можно, как уже отмечалось, считать приоритет очереди фотонов выше, чем у нейтронов. Тогда оценка будет одинаковой для чисто нейтронной и нейтронно-фотонной задачи: $L_s(j) \leq 2j + M$.

При решении неоднородной задачи методом поколений оценки получаются почти такими же.

Метод без поколений используется для сильно подкритических систем. В этом случае в среднем каждый нейтрон порождает намного меньше, чем один новый нейтрон, так что длинные очереди вообще не возникают.

Для оценки необходимой длины очереди в этом случае рассмотрим следующую несколько упрощенную модель.

Будем считать, что задача решается без фотонов или фотоны имеют высший приоритет, так что они не создают удлинение очередей. Все траектории будем считать статистически эквивалентными. Кроме того, рассматриваемое моделирование будет чисто аналоговым, и реакции $n \rightarrow n + n$ будут игнорироваться.

Введем следующие обозначения: $k_{эф}$ — максимальное собственное значение; ν — среднее число нейтронов, получаемое при реакции деления ядра топлива. Как известно, $2 < \nu < 3$. Поэтому будем считать, что при делении получается либо два нейтрона, либо три. Пусть p_2 — вероятность для одного нейтрона породить два потомка, а p_3 — три потомка. Тогда очевидно, что p_2 и p_3 определяются из уравнений

$$k_{эф} = 2p_2 + 3p_3; \quad \nu = k_{эф}/(p_2 + p_3).$$

Таким образом после неполной обработки одного нейтрона очередь с вероятностью p_2 увеличивается на единицу, с вероятностью p_3 — на две единицы и с вероятностью $1 - p_2 - p_3$ уменьшается на единицу.

Зафиксируем некоторое число L и будем определять $P(L)$ — вероятность того, что очередь достигнет длины L . Тогда задача сведется к проблеме одномерного случайного блуждания с неединичными скачками и поглощающими экранами в точках 0 — очередь опустела и L — она достигла критического значения. Стартовая точка блуждания есть 1 — в очередь поставлена частица из источника.

Задача в такой формулировке полностью решена в [25] методом конечных разностей. Это решение состоит в следующем. Пусть u_j — вероятность того, что при длине очереди в j будет достигнута длина L . Так как состояние 0 и L считается поглощающим, то $u_0 = 0$, а $u_L = 1$. Продолжим эти краевые условия равенствами $u_j = 0$ при $j \leq 0$ и $u_j = 1$ при $j \geq L$. Тогда для любого j удовлетворяют разностному уравнению с постоянными коэффициентами

$$u_j = (1 - p_2 - p_3) u_{j-1} + p_2 u_{j+1} + p_3 u_{j+2}.$$

Общее решение такого уравнения, как известно [25], есть линейная комбинация вида $u_j = \sum_k C_k s_k^j$, где s_k удовлетворяет уравнению $s_k = (1 - p_2 - p_3) + p_2 s_k^2 + p_3 s_k^3$.

Так как $s_0 = 1$ заведомо удовлетворяет уравнению, то достаточно определить s_1 и s_2 , являющиеся корнями квадратного уравнения. Коэффициенты C_0, C_1, C_2 определяются из краевых условий:

$$0 = u_{-1} = C_0 + C_1/s_1 + C_2/s_2;$$

$$0 = u_0 = C_0 + C_1 + C_2;$$

$$0 = u_L = C_0 + C_1 s_1^L + C_2 s_2^L$$

и, окончательно, $P(L) = u_1 = C_0 + C_1 s_1 + C_2 s_2$.

Совершенно очевидно, что при фиксированных p_1 и p_2 (или, что то же самое, $k_{эф}$ и ν) для любого L $P(L+1) < P(L)$.

Исходя из этих фактов, была создана программа, имеющая в качестве входных данных $k_{эф}$, ν и некоторое малое число $\epsilon > 0$. Программа, увеличивая L и вычисляя $P(L)$, находит такое минимальное число L_m , что $P(L_m) \leq \epsilon$.

Были приведены численные эксперименты, которые показали, что при фиксированных $k_{эф}$ и ϵ L_m монотонно зависит от ν , так что оценки сверху можно получить, беря $\nu = 3$.

Совершенно ясно, что L_m растет с ростом $k_{эф}$ и уменьшением ϵ .

Некоторые характерные результаты приведены в таблице.

$k_{эф}$	ν	ϵ	L_m
0,9	2,3	10^{-4}	8
0,9	3,0	10^{-4}	14
0,9	2,3	10^{-6}	10
0,9	3,0	10^{-6}	20
0,99	3,0	10^{-6}	22
0,95	2,3	10^{-8}	14
0,95	3,0	10^{-8}	28

Так как при решении задач с источником $k_{эф}$ редко бывает больше 0,9, а нейтроны можно выбирать из источника по одному, то видно, что никаких особых ресурсов памяти для создания очередей не требуется.

Более сложной проблемой является возможность переполнения очередей при использовании неаналогового моделирования. В этом случае новые частицы порождаются как нейтронами, так и фотонами. Кроме того, априорно очень трудно оценить, сколько раз может быть расщеплена одна частица, т.е. частица расщепилась, затем одна или несколько из снова полученных частиц снова расщепилась и так далее.

Однако можно использовать следующие соображения.

Во-первых, частицы подлежат расщеплению при попадании в области, где их при аналоговом моделировании мало: либо там мал средний поток, либо мал фазовый объем подобной области. Следовательно, если предположить, что весовые окна и поверхности расщепления расположены разумно, то общее количество частиц не слишком сильно растет. Поэтому следует думать, что резервирование памяти под расщепленные нейтроны

в 5-кратном размере от числа частиц в пакете будет в среднем достаточно. Аналогично для фотонов. Как уже говорилось, подобное расширение памяти для современных ЭВМ вполне допустимо.

Во-вторых, при расщеплении частицы математическое ожидание суммы весов новых частиц [2] равно весу исходной частицы. Таким образом, достигается несмещенность оценок линейных функционалов, поэтому если блокировать расщепление, то только ухудшится дисперсия оценок, а сами оценки останутся с тем же математическим ожиданием, и в случае переполнения очередей просто блокируется расщепление, а моделирование продолжается, пока очереди не разгрузятся. Так как переполнение наступает редко, то дисперсия также ухудшится незначительно. Этим достигается защищенность программ от аварийных остановов. Подобное решение в чем-то аналогично блокировке процессов-источников при переполнении очередей, что обычно делается в операционных системах.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Использование очередей в методе Монте-Карло в действительности происходило всегда в силу специфики задачи. Однако этот факт как-то не выделялся, подобно тому, что Журден в «Мещанине во дворянстве» Мольера не знал, что он говорит прозой. Осознание этого позволило построить архитектуру программы MCU более естественно.

Однако в программировании естественность архитектуры, помимо ускорения разработки, обеспечивает большую гибкость программы для последующей модернизации. Случай MCU-3 демонстрирует это следующим образом.

Первоначально программа была ориентирована только на решение чисто нейтронных задач аналоговыми методами. Добавление фотонной части и эксперименты с расщеплением, конечно, потребовали создания дополнительных блоков (например, моделирования столкновений фотонов с ядрами), но общая архитектура не изменилась. Коррекции в основном управляющем модуле выразились в дополнительном десятке операторов. Блок введения очередей вообще не менялся.

Автор благодарит коллег И.Н. Силина, Л.В. Майорова, Е.А. Гомина, беседы с которыми много дали для создания работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Марчук Г.И., Лебедев В.И. Численные методы в теории переноса нейтронов. — М.: Атомиздат, 1981.
2. Спанье Дж., Гелбард Э. Метод Монте-Карло и задача переноса нейтронов. — М.: Атомиздат, 1972.
3. Хисамутдинов А.И., Стариков В.Н., Морозов А.А. Алгоритмы Монте-Карло в ядерной геофизике. — Новосибирск: Наука (Сибирское отделение), 1985.
4. Майоров Л.В., Юдкевич М.С. Нейтронно-физические константы в расчетах реакторов на тепловых нейтронах. — М.: Энергоатомиздат, 1988.
5. Тебин В.В., Юдкевич М.С. Подгрупповые параметры в области разрешенных резонансов: Препринт ИАЭ-3395/5. — М., 1981.
6. Золотухин В.П., Майоров Л.В. Оценка параметров критичности реакторов методом Монте-Карло. — М.: Энергоатомиздат, 1984.
7. Gomin E.A., Maiorov L.V. and Yudkevich M.S. Some aspects of Monte-Carlo method application to nuclear reactors analysis. — In: Progress in Nuclear Energy. — Pergamon Press, 1991, vol. 2.
8. Соболев И.М. Метод Монте-Карло. — М.: Наука, 1975.
9. Кнут Д. Искусство программирования. Основные алгоритмы. — М.: Мир, 1976, т. 1.
10. Кокс Д.Р., Смит У.Л. Теория очередей. — М.: Мир, 1966.
11. Джейсуол Н. Очереди с приоритетами. — М.: Мир, 1973.
12. Конвей Р.В., Максвелл В.Л., Миллер Л.В. Теория расписаний. — М.: Наука, 1975.
13. Бронштейн О.И., Духовный И.М. Модели приоритетного обслуживания в информационно-вычислительных системах. — М.: Наука, 1976.
14. Байцер Б. Архитектуры вычислительных комплексов. — М.: Мир, 1974.

15. Дейкстра Э. Взаимодействие последовательных процессов. — В кн.: Языки программирования. — М.: Мир, 1972.
16. Иванников В.П., Королев Л.В., Подшивалов Д.П. Архитектура операционной системы БЭСМ-6. — В кн.: Труды семинара отдела структурных и логических схем № 6. — М., ИТМ-ВТ АН СССР, 1968.
17. Веретеннов В.Ю., Гусев А.В. и др. Новый диспетчер для ЭВМ БЭСМ-6: Препринт ОИЯИ П-7059. — Дубна, 1973.
18. Зельдинова С.А., Кошкин Л.В., Озорин Ю.В., Тюрин В.Ф., Шулепов Н.И. Структуры и функционирование ОС ДИСПАК. — В кн.: Сборник научных трудов № 136. — Челябинск, 1973.
19. Гуревич М.И., Каминский Л.Г. Многоканальные задачи: Препринт ИФВЭ ОМВТ 79-55. — Серпухов, 1980.
20. Брызгалов В.И., Гуревич М.И. и др. Геометрические модули в пакете MCU. — В кн.: Докл. VII Всесоюзное совещание «Методы Монте-Карло в вычислительной математике и математической физике». — Новосибирск, 1985.
21. Gurevich M.I. and Ostashenko S.V. Geometry modeling in Monte-Carlo calculations. — In: Progress in Nuclear Energy. — Pergamon Press, 1991, vol. 24, p. 63—67.
22. Гуревич М.И. Вычисление вероятностей первых столкновений для полиацеек: Препринт ИАЭ-5123/5. — М., 1990. — 16 с.
23. Emmett M.B. The MORSE Monte-Carlo radiation transport code system. — ORNL-4972, 1975.
24. Breesmeister Ju.F., Editor. MCNP — a general Monte-Carlo code for neutron and photon transport, Version 3A. — Los Alamos National Laboratory, Report LA-7396-M, Rev. 2, 1986.
25. Феллер В. Введение в теорию вероятностей и ее приложения. Т. 1. — М.: Мир, 1965.

Статья поступила в редакцию

21 марта 1994 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Физика ядерных реакторов, 1994, вып. 4, с. 23—36.

УДК 621.039.5

АННОТАЦИЯ КОМПЛЕКСА ПРОГРАММ ГЕФЕСТ

Кратко описан комплекс программ для проведения эксплуатационных нейтронно-физических расчетов реактора БН-600.

1. НАЗВАНИЕ ПРОГРАММЫ

ГЕФЕСТ. Комплекс программ для проведения эксплуатационных нейтронно-физических расчетов реакторов типа БН-600.

2. ЭВМ

ЭВМ ЕС.

3. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Комплекс программ предназначен для эксплуатационных нейтронно-физических расчетов реактора типа БН в многогрупповом диффузионном приближении в трехмерной гексагональной геометрии.

Комплекс имеет модульную структуру. Основными модулями комплекса являются:

- модули подготовки нейтронных констант [1];
- модуль нейтронно-физического расчета реактора в трехмерной гексагональной геометрии в многогрупповом диффузионном приближении [2];
- модуль расчета выгорания топлива и флюенса нейтронов;

- модуль теплогидравлического расчета для учета обратных связей в нейтронно-физическом расчете;
- модуль нестационарного расчета в квазистатическом приближении [3];
- блок модулей по работе с топливным архивом.

4. МЕТОД РЕШЕНИЯ

Комплекс программ позволяет рассчитывать поля нейтронов и распределение энерговыделения в 20 000 точках расчетной модели реактора с учетом реального положения органов СУЗ. Эти сведения особенно важны при отсутствии достаточного количества информации от измерительных приборов о подробном распределении указанных полей. Кроме оценки интегральных и локальных характеристик реактора с учетом выгорания и перемещения стержней в процессе работы реактора комплекс ГЕФЕСТ позволяет восстановить историю каждой сборки за время прохождения через реактор, что позволяет делать выводы о дальнейшей судьбе сборки внутри реактора и при извлечении ее.

Комплекс программ ГЕФЕСТ ориентирован на многогрупповые расчеты нейтронного потока, причем пользователь может выбирать любое количество групп от 1 до 26. Предполагается, что основные вычисления проводятся в двухгрупповом приближении.

Большое количество физических зон (почти 20 000) и необходимость использовать точные данные о физических характеристиках среды вызвали необходимость разработки особого способа подготовки констант. В основе этого метода лежит использование заранее насчитанной библиотеки заблокированных микроконстант как функции топливного состава, глубины выгорания и температуры.

Библиотека многогрупповых заблокированных микроконстант насчитывается с использованием комплекса программ АРАМАКО-С1 [4]. Библиотека включает в себя микросечения в стандартном 26-групповом представлении для трех температур (300, 900, 2100 К), для стандартного набора нуклидов реактора БН-600 и включает следующие типы микроконстант: захвата, деления, умножения, транспортное, замедления, упругого рассеяния, упругих и неупругих переходов.

Использование такой библиотеки позволяет достаточно быстро готовить константы для расчета реактора, которые обеспечивают погрешность расчета менее 3% по сравнению с имеющимися экспериментальными данными. Эта библиотека позволяет также моделировать возмущения в динамических процессах путем изменения констант.

Для моделирования движения стержней СУЗ используется специальный алгоритм, позволяющий менять сечения в рассчитываемых точках в зависимости от конкретного положения стержней СУЗ, причем вычисляются не только макроскопические сечения, но и микроскопические, что позволяет определять выгорание поглотителя в зависимости от реального положения стержней СУЗ в процессе работы реактора.

В качестве программы 26-группового трехмерного нейтронно-физического расчета в комплексе используется программа HEX3D, в которой реализован конечно-разностный метод решения многогруппового диффузионного уравнения в трехмерной гексагональной геометрии с расчетной точкой в центре ячейки. Хотя схема предусматривает использование одной точки на сборку в плане, применение специальной методики представления перетечек нейтронов из сборки в сборку позволяет за счет дополнительных итераций получать результат почти с такой же точностью, как при шести точках на сборку. Во внутренних итерациях используется ускорение сходимости по методу точечной верхней релаксации. При определении среднего коэффициента диффузии для двух соседних ячеек используется среднее геометрическое. Шаг по высоте — переменный. В программе рассчитываются поля тепловыделения и коэффициенты неравномерности.

Топливный архив комплекса служит для хранения информации о топливных сборках, стержнях СУЗ и гильзах стержней СУЗ реактора БН-600. Информация включает паспортные данные сборки, характеристики сборки, необходимые для проведения нейтронно-физического расчета, характеристики сборки, отражающие режим выгорания в период пребывания сборки в реакторе.

Структура архива комплекса обеспечивает расчет флюенсов для топливныхборок и стержней СУЗ с учетом движения последних, а также расчет выгорания в топливных сборках и в стержнях СУЗ. Система дифференциальных уравнений для определения выгорания решается с использованием аналитического решения уравнений выгорания, причем нейтронные потоки должны быть насчитаны заранее. Ядерные концентрации берутся из топливного архива.

Для вычисления эффектов реактивности в комплексе реализованы алгоритмы теории возмущений. В комплексе имеется возможность решать уравнения кинетики в адиабатическом приближении.

5. ОГРАНИЧЕНИЯ СЛОЖНОСТИ ЗАДАЧИ

Нейтронно-физический расчет реактора проводится в многогрупповом диффузионном приближении с количеством групп не более 26. Основные вычисления проводятся в двухгрупповом приближении. Число расчетных точек в плане — одна на сборку. Количество точек по высоте — не более 20. Число нуклидов в цепочках выгорания — до 20.

6. ТИПИЧНОЕ ВРЕМЯ СЧЕТА

На ЭВМ ЕС-1055 типичное время счета составляет:

- ввод исходной информации, построение различных картограмм — не более 3 мин;
- заполнение топливного архива — не более 5 мин;
- заполнение библиотек постоянных концентраций — не более 1 мин;
- расчет макро- и микросечений для ТВС — около 300 мин;
- расчет макро- и микросечений дляборок СУЗ — около 30 мин;
- пересчет сечений в каналах СУЗ с учетом реального положенияборок СУЗ — не более 0,1 мин;
- нейтронно-физический расчет реактора — около 50 мин;
- расчет изменений нуклидного состава и флюенсов нейтронов — около 30 мин;
- теплогидравлический расчет — около 2 мин;
- один шаг нестационарной задачи — около 10 мин;
- запись расчетных данных в топливный архив — около 2 мин.

7. ОСОБЕННОСТИ ПРОГРАММЫ

Комплекс программ ориентирован на использование на АЭС с реакторами типа БН-600.

Комплекс имеет модульную структуру и может быть дополнен новыми модулями либо старые модули могут быть заменены новыми. Связь между модулями осуществляется через обмен информацией на внешней памяти. В комплексе используются методы доступа по работе с файлами прямого доступа, позволяющие пользователю получать информацию о ходе решения задачи и размещении результатов решения на внешней памяти [5]. Несколько подпрограмм, реализующих методы доступа, написаны на языке Ассемблер.

8. ВСПОМОГАТЕЛЬНЫЕ И СОПУТСТВУЮЩИЕ ПРОГРАММЫ

Для подготовки сечений используется комплекс программ АРАМАКО-С1 [4].

9. СОСТОЯНИЕ

Комплекс находится в производственной эксплуатации на БАЭС и во ВНИИАЭС НПО «Энергия», включен в ОФАП-ЯР и аттестован Госатомнадзором России.

10. ССЫЛКИ

1. Селезнев Е.Ф., Григорьева Н.М. Проблемы использования констант в инженерных расчетах быстрых реакторов. — ВАНТ. Сер. Ядерные константы, 1990, вып. 4, с. 65—69.

2. Альперович М.Н., Зизин М.Н. Аннотация программ HEX3DNG и ANEX3DNG. — ВАНТ. Сер. Физика и техника ядерных реакторов, 1985, вып. 9, с. 62—64.

3. Яблоков С.Л., Селезнев Е.Ф., Григорьева Н.М. Анализ некоторых нестационарных процессов в реакторе БН-600. — В кн.: Внутренняя безопасность ядерно-энергетических установок. Тезисы докладов VII Всесоюзного семинара по проблемам физики реакторов. — М.: ЦНИИатоминформ, 1991, с. 216—217.

4. Николаев М.Н., Рязанов Б.Д., Савоськин М.М. и др. Многогрупповое приближение в теории переноса нейтронов. — М.: Энергоатомиздат, 1984. — 400 с.

5. Зизин М.Н., Селезнев Е.Ф. Программное обеспечение трехмерных эксплуатационных нейтронно-физических расчетов реакторов типа БН-600. — В кн.: Атомные электрические станции. — М.: Энергоатомиздат, 1991, вып. 12, с. 35—45.

11. ТРЕБОВАНИЯ К ЭВМ

Для полного использования возможностей комплекса требуется стандартная конфигурация ЭВМ:

- оперативная память 3 Мбайт;
- файлы прямого доступа на МД объемом около 100 Мбайт.

12. ЯЗЫКИ ПРОГРАММИРОВАНИЯ

Фортран-IV. Несколько подпрограмм, реализующих методы доступа, написаны на языке Ассемблер.

13. ОПЕРАЦИОННАЯ СИСТЕМА

ОС ЕС.

14. ДОПОЛНИТЕЛЬНАЯ ИНФОРМАЦИЯ

15. АВТОРЫ ПРОГРАММЫ

М.Н. Альперович, Н.М. Григорьева, О.В. Сысоева, Е.Ф. Селезнев, С.Л. Яблоков (ВНИИАЭС).

16. ИМЕЮЩИЕСЯ МАТЕРИАЛЫ

Описание программ комплекса, инструкции для пользователя, библиотека констант. Библиотеки исходных и загрузочных модулей. Библиотека заданий, обеспечивающая решение типичных задач для реактора БН-600.

17. РУБРИКИ И КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА

В, С, D, F, K, M.

Статья поступила в редакцию 15 декабря 1992 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Физика ядерных реакторов, 1994, вып. 4, с. 36—40.

CODE COMPLEX ГЕФЕСТ ABSTRACT

The code complex for operational neutronic calculations of BN-600 reactor is shortly described.

1. NAME CODE

ГЕФЕСТ. The code is intended for realization of operational neutronic calculations the BN-600 type reactor.

2. COMPUTER

EC computer.

3. THE TASK DEFINITION

The code is intended for realization of operational neutronic calculations the BN type reactor with multigroup diffusion approximation in three-dimensional hexagonal geometry.

The main modules of code are:

- modules for neutron constants preparation [1];
- module for the reactor neutronic calculations with three-dimensional hexagonal geometry using multigroup diffusion approximation [2];
- module for burnup and fluences calculation;
- module for heat-hydraulic calculation to take into account feedback in neutronic calculations;
- module for reactor kinetic calculation using adiabatic approximation [3];
- set of modules for the fuel archive service;

4. METHOD OF SOLUTION

The code complex gives possibility for user to receive information about the neutron flux and power distribution in the almost 20 000 points of reactor model with taking into account the real position of control rods. This is especially important during the absence of sufficient number of measuring instruments and devices for measurements of distributions concerned. Besides the integral and local estimations for reactor conditions with taking into account reactor work duration the complex permits to retrace the history of each

assembly during the going through reactor. It allows to make conclusions about necessary work with the assembly in and out the reactor.

The code complex ГЕФЕКТ is developed for neutron fluxes multigroup calculations. The user can choose any number of energetic groups from 1 to 26. It suggests the main calculations to carry out using two-group approximation.

The great number of physical zones (almost 20 000) and necessity to use the precise information for physical parameters of media in the each calculational points from archive drew the necessity to develop the special preparation manner for the constants. The base of this manner is the preparation of library of the blocked microscopic cross-sections as function of the fuel composition, the level of poison and the temperature.

The library of the multigroup blocked microscopic cross-section is calculated using the complex of codes ARAMACO-C1 [4]. The library consists of microscopic cross-sections in the standard energy range (26 groups) for three temperature values (300, 900, 2100 K), for standard nuclide set for BN-600 reactor and includes the next types of microscopic cross-sections: capture, fission, multiply, transport, moderation, elastic scattering, elastic and inelastic transitions.

The using of library permits to prepare the constants for the reactor calculation quickly and the definition error of the fuel assembly power less than 3% in comparison with the experimental data. Also this library permits to transite reactor perturbations by the changing of constants in the dynamic processes.

To model the control rods moving it uses the special algorithm that gives possibility to change cross-sections in the calculating points on a height of rod channel as function of the control rods position. Not only macroscopic cross-sections are calculated but microscopic too. It permits to define the burning of absorber in the control rods taking into account their real position during reactor work.

The 26-groups three-dimensional neutronic calculation is made by HEX3D program. For this program it uses finite difference method to solve multigroup diffusion equation in the three-dimensional hexagonal geometry using the calculate point in the cell center. In spite of the calculation scheme with the only point per assembly the using of special algorithm for performance of the neutron flow between neighbour assemblies permits to receive the result almost same as it with six points per assembly due to the additional iterations. In the inner iterations the method of point upper relaxation is used for the convergence acceleration. During the definition of the average diffusion coefficient for two neighbour cells the geometric average value is used. The height step is variable. The unevenness coefficients and power fields are calculated in the program too.

The fuel archive of the complex services for the keeping of information about the fuel assemblies and about the control rod bushings of the BN-600 reactor. This information consists of the registration certificate data for the assembly; assembly characteristics that need for the neutronic calculation; analogous characteristics for the assembly burning during reactor work. The archive structure provides the calculation of fluences for the fuel assemblies and for control rods assemblies taking into account the moving of rods. Also it provides the calculation of burning in the fuel assemblies and in the control rods assemblies. To define the burning values the system of difference equations for the burning is solved by the using analytical method for the each side on the level of each calculating point of the reactor model. Yearly the neutron fluxes must be defined for this. The nuclide concentrations are taken from fuel archive.

The algorithms of perturbation theory are realized in the complex for the calculations of the reactivity effects. The complex has possibility to calculate reactor kinetic using adiabatic approximation.

5. TASK COMPLEXITY LIMITATION

The neutronic calculation is made using multigroup diffusional approximation with amount of groups not more 26. It suggests the main calculations to carry out using two-group approximation. Amount of nodes on plane is one per assembly. Amount of nodes on height isn't more 20. Amount of nuclides in burnup chains isn't more 20.

6. USUAL TIME OF CALCULATION

On computer EC-1055 usual time of processing:

- input data information definition, the building of different cartograms — not more 3 min;
- the filling of fuel archive — not more 5 min;
- the filling of the constant concentration library — not more 1 min;
- calculation macro- and microsections for assemblies — about 300 min;
- calculation macro- and microsections for control rods — about 30 min;
- recalculation cross-sections in control rod channels using real position of rods — not more 0,1 min;
- neutronic calculation of reactor — about 50 min;
- calculation the changing of nuclide composition and neutron fluences — about 30 min;
- heat — hydraulic calculation — about 2 min;
- one step of nonstationary task — about 10 min;
- the writing of data calculated into fuel archive — about 2 min.

7. CODE FEATURES

The code is oriented to the using in NPP with the BN-600 type of reactor.

The code has module structure and user can add new modules or change old module by new one. Relation between modules is organized using outer memory. Code uses methods of direct access files that allow to get information about task process and about the placing results to outer memory [5].

8. AUXILIARY AND ATTENDANT CODES

The code ARAMACO-C1 [4] is used for constants preparation.

9. STATE

The code now is used for operational calculations in BelNPP and VNIIAES, included into Code Bank OFAP-YaR and licensed by Russia Regulatory Body.

10. REFERENCES

1. Seleznev E.F., Grigor'eva N.M. Problems of the using constants in calculation of fast reactors. — VANT. Ser. Nuclear constants, 1990, is. 4, p. 65—69.
2. Alperovich M.N., Zizin M.N. Abstracts of programmes HEX3DNG and AHEX3DNG. — VANT. Ser. Physics and technique of nuclear reactors, 1985, is. 9, p. 62—64.

3. Yablokov S.L., Seleznev E.F., Grigor'eva N.M. The analyse of some nonstationary processes in BN-600 reactor. — In: Inner safety of nuclear power installaxions. VII all-union seminar for physics reactor problems. — M.: TsNIlatominform, 1991, p. 216—217.

4. Nikolaev M.N., Ryazanov B.D., Savoskin M.M. et al. Multigroup approximation in theory of neutron transport. — M.: Energoatomizdat, 1984. — 400 p.

5. Zizin M.N., Seleznev E.F. Software for three-dimensional operational neutronic calculations of BN-600 type reactor. — In: Nuclear power plants. — M.: Energoatomizdat, 1991, is. 12, p. 35—45.

11. REQUIREMENTS OF COMPUTER

For full using of code possibilities it is requiers standard hardware and

— RAM 3 MB;

— direct access files on magnetic disks on 100 MB.

12. PROGRAM LANGUAGIES

Fortran-IV. Some subroutines for file accesses are realized in ASSEMBLER.

13. OPERATIONAL SYSTEM

OS EC.

14. ADDITIONAL INFORMATION

15. AUTHORS OF CODE

M.N. Alperovich, N.M. Grigor'eva, O.V. Sysoeva, E.F. Seleznev, S.L. Yablokov (VNIIAES).

16. MATERIALS FOR USING

Complex program description, instruction for users, code on magnetic cells, control problem.

17. HEADING AND KEYWORDS

B, C, D, F, K, M.

АННОТАЦИЯ ПРОГРАММЫ SYNTES

1. НАЗВАНИЕ ПРОГРАММЫ

SYNTES. Расчет реактора в двумерной геометрии.

2. ЭВМ

PC-286/386/486, MassComp, Cyber.

3. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Комплекс программ SYNTES предназначен для решения однородной, неоднородной и однородной сопряженной задач теории переноса нейтронов в многогрупповом диффузионном приближении, в двумерной цилиндрической или прямоугольной геометрии. В настоящее время комплекс дополнен программами TEMPOL и KINETIC. Программа TEMPOL предназначена для расчета поля температур в быстром реакторе с однофазным теплоносителем, с известным полем энерговыделения, с возможностью многократного прохода теплоносителя через реактор. Возможны два режима работы программы: поле температур определяется по заданной мощности реактора; мощность реактора определяется из условия достижения одной из максимально допустимых температур (оболочки или топлива). Программа KINETIC предназначена для определения поведения тепловой и нейтронной мощности реактора в расчете нестационарных процессов. С помощью комплекса программ могут быть рассчитаны: эффективный коэффициент размножения, потоки, ценности нейтронов, энерговыделения и температуры в расчетных точках, доли энерговыделения по зонам реактора, коэффициенты неравномерности энерговыделения, скорости процессов в топливе реактора, малогрупповые константы, спектры нейтронов в зонах, эффективные доли запаздывающих нейтронов, время генерации нейтронов и время жизни мгновенных нейтронов, число вторичных нейтронов на один внешний нейтрон, число процессов на один внешний нейтрон, изменение тепловой и нейтронной мощности в квазистатистическом приближении.

4. МЕТОДЫ РЕШЕНИЯ

Все нейтронно-физические задачи решаются методом итерационного синтеза на разрывных функциях [1].

Нестационарная задача решается в квазистатистическом приближении с представлением потока нейтронов произведением амплитудной и форм-функции, которая на временном шаге Δt от времени не зависит.

Цель теплофизического расчета — определить температуру в любой точке по высоте и радиусу твэла. В программе TEMPOL не рассматриваются в расчете чехлы тепловыделяющих сборок (ТВС), поэтому моделью реактора является область активной зоны реактора и экранов, заполненная твэлами. В каждой зоне модели реактора допускается отличная конструкция твэлов. Каналы реактора могут содержать стерженьковые и шаровые твэлы. Расчетная модель твэла включает: оболочку, контактный подслои, топливо. Температуры топлива и оболочки на расстоянии z от входа теплоносителя в канал определяются в предположении, что отсутствуют перетечки тепла вдоль оси твэла. При этом мощность реактора и энерговыделение в нем по пространству читаются из нейтронно-физического расчета.

Программа KINETIC предназначена для расчета амплитудной функции при решении нестационарной задачи переноса нейтронов в квазистатистическом приближении. Для решения системы уравнений кинетики используются полиномы Паде (P_{11} , P_{01} — аппроксимации). Характеристики запаздывающих нейтронов определяются с использованием плотности потока и ценности нейтронов.

Для выполнения расчета реактора в комплексе программ SYNTES обеспечиваются:

- контроль входных данных;
- формирование начального источника с номеркой на 1 при постоянной функции плотности потока нейтронов или считывание источника предыдущей задачи, а при решении неоднородной задачи в качестве начального может быть взят внешний источник или источник нейтронов деления;
- ускорение внешних итераций с помощью полиномов Чебышева и δ^2 ;
- ускорение внешних итераций с помощью процесса Эйткина;

- пересчет сечений упругого замедления и спектров нейтронов деления на основе полученных спектров нейтронов в зонах;
- автоматическое определение числа и границ групп малогруппового расчета;
- проведение согласованного нейтронно-физического и температурного расчета стационарного состояния модели реактора, т.е. на основе определенного поля температур в реакторе переопределяются температуры топливных составов и температуры нуклидов в них;
- определение мощности реактора из условия достижения одной из максимально допустимых температур (топлива или оболочки);
- определение поведения тепловой и нейтронной мощности в переходных процессах в квазистатистическом приближении.

В программе предусмотрена возможность разбиения зон на подзоны, гомогенно размещенные по зоне, т.е. на все подзоны распространяется спектр нейтронов в зоне, содержащей их. При этом задачи по определению плотности потока нейтронов решаются на макросечениях зон, полученных из макросечений подзон с учетом их долей в зоне, а задача выгорания решается отдельно в каждой подзоне на ее константах с цепочкой выгорания нуклидов этой подзоны. Такое представление зоны дает возможность решать задачи с перемещением подзон из одной зоны в другую со временем и с учетом выгорания нуклидов в каждой подзоне. Алгоритм перемещения подзон использован в блоке регулирования реактора движением стержней СУЗ. Введение подзон с их долями в зонах допускает произвольное перемещение стержней.

5. ОГРАНИЧЕНИЯ СЛОЖНОСТИ ЗАДАЧИ

Число энергетических групп в малогрупповом расчете . . .	$ND1 \leq 256$
Число аксиальных слоев . . .	$K1 \leq 256$
Число радиальных слоев . . .	$I1 \leq 256$
Число зон . . .	$L1 \leq 1024$
Число нуклидов в реакторе . . .	$INZ \leq 256$
Число временных шагов в задаче выгорания . . .	$NTIM \leq 249$

При использовании для подготовки констант программного комплекса АРАМАКО [2] $ND1 \leq 26$, $INZ \leq 36$.

6. ТИПИЧНОЕ ВРЕМЯ СЧЕТА

Время на решение стационарной задачи зависит от выбора начального источника, требуемой точности, количества групп, количества зон, количества расчетных точек и других параметров задачи. Время расчета тестового варианта реактора типа БН-1600 в $R-Z$ -геометрии [3] (6 зон, 50×15 точек, 11 изотопов, точность 5×10^{-5} , 6 групп) составляет ≈ 30 с (386/weitek—3167/25 Мгк). На решение сопряженной задачи требуется примерно в 6 раз больше времени решения прямой задачи. При решении неоднородной задачи время счета зависит от степени подкритичности реактора, при $K_{эф} \ll 1$ время счета соответствует времени счета методом последовательных поколений, при слабой подкритичности реактора и выборе нейтронов деления в качестве начального источника время счета сокращается до 10 раз по сравнению со временем счета методом последовательных поколений.

7. ОСОБЕННОСТИ ПРОГРАММЫ

Программа SYNTES принадлежит к семейству программ, алгоритмы которых основаны на методах итерационного синтеза, в частности на методах условного разде-

ления переменных. Это программы 18-4RZ-15«В» для ЭВМ типа М-220 и SINVAR для ЭВМ БЭСМ-6. Использование динамического распределения памяти в программе SYNTES ведет к наиболее полному использованию возможностей используемой ЭВМ. В отличие от указанных программ в комплексе SYNTES решается неоднородная, однородная сопряженная и нестационарная задачи теории переноса нейтронов, а также проводится теплофизический расчет реактора.

8. ВСПОМОГАТЕЛЬНЫЕ И СОПУТСТВУЮЩИЕ ПРОГРАММЫ

Для подготовки многогрупповых констант используется программный комплекс АРАМАКО [2].

9. СОСТОЯНИЕ ПРОГРАММЫ

Включена в ОФАП-ЯР, аттестована Госатомнадзором РФ.

10. ССЫЛКИ

1. Хромов В.В., Слесарев И.С., Кузьмин А.М. Вариационный метод синтеза многогруппового нейтронного поля в многозонном реакторе. — В кн.: Инженерно-физические вопросы ядерных реакторов. — М.: Атомиздат, 1966, с. 11.

2. Николаев М.Н., Рязанов Б.Г., Савоськин М.М., Цибуля А.М. Многогрупповое приближение в теории переноса нейтронов. — М.: Энергоатомиздат, 1984. — 400 с.

3. Зизин М.Н., Шишков Л.К., Ярославцева Л.Н. Тестовые нейтронно-физические расчеты ядерных реакторов. — М.: Атомиздат, 1980.

11. ТРЕБОВАНИЯ К ЭВМ

Программа использует не менее 530 К слов оперативной памяти ЭВМ. Программа, библиотека микроконстант и файл данных программного комплекса АРАМАКО занимают ~ 2,8 Мбайт на жестком диске. При работе комплекса требуется ~ 1,5 Мбайт для размещения временных файлов.

12. ЯЗЫКИ ПРОГРАММИРОВАНИЯ

Фортран-77.

13. ОПЕРАЦИОННАЯ СИСТЕМА

DOS, UNIX, WENIX, AIX.

14. ДОПОЛНИТЕЛЬНАЯ ИНФОРМАЦИЯ

В программе используется динамическое распределение памяти.

15. АВТОРЫ ПРОГРАММЫ

М.А. Рахматулин, Е.Ф. Селезнев (ВНИИАЭС).

16. ИМЕЮЩИЕСЯ МАТЕРИАЛЫ

Описание программ комплекса, инструкция для пользователя, программа на магнитных носителях, контрольная задача.

17. РУБРИКИ И КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА

C, D, F.

Статья поступила в редакцию 25 декабря 1992 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Физика ядерных реакторов, 1994, вып. 4, с. 43—47.

CODE SYNTES ABSTRACT

1. NAME CODE

SYNTES. Calculation of reactor at the two-dimensional geometry.

2. COMPUTER

PC-286/386/486, MassComp, Cyber.

3. THE TASK DEFINITION

The code SYNTES is intended for solving neutron transport equation with external neutron source and without one and adjoint equation of theory transport for fast reactor (and hydrogenous medium) or for reactors cell at two-dimensional geometry with diffusional multigroup approximation. The code considers a cavity in zones of the reactor. The code can solve static and burnup equations with reloading and moving rods. Codes TEMPOL and KINETIC add to code SYNTES. The code TEMPOL is intended for definition temperatures at the core. The code KINETIC defines behaviour neutron and thermal power at the non-stationary processes.

The code SYNTES define: K_{eff} ; neutron flux and adjoint function; number of process and part of the power in the reactor zones; the range cross-section; the neutron spectrums, delayed neutron precursors fraction; average neutron lifetime; number of secondary neutron and number of processes for one neutron of external source. Behaviour of neutron and total power at quasistatic approximation.

4. CALCULATION'S METHOD

All problems are solved by iteration synthesis method [1].

Non-stationary problem is solved by quasistatic approximation. Neutron flux is taken by multiplication amplitude and form function, last is time-independent it on the time step. Code KINETIC is intended for calculating amplitude-function for solving non-stationary problem at quasistatic approximation. Polynimes Pade (P01, P11 —

approximation) is used for solving system of kinetics equations. Characteristic of delayed neutron is calculated using neutron and adjoint flux.

The idea of the thermal task is to define a temperature at fuel elements, which may be rod or sphere. Code TEMPOL don't take into account assembly, that's why the reactor's model is a core, which consist of fuel elements. Power distribution at the model is taken from the neutron problem.

The code SYNTES contains:

- control of input data;
- prerparation of cross-sections in the code ARAMACO-C1 [2] (with initional constant ABBN-78) or external input of constants;
- forming of external source;
- acceleration iteration by Chebishev polinomial or by Ejtkin process;
- recount of an elastic slowing down cross-section and neutron fission spectrum after first calculation flux in the zones;
- definition of behaviour neutron and total power;
- definition of power reactor from limitation's temperature (fuel or cladding).

Each zone can have many subzones. In this case we have cross-sections of each subzones and each burnup equation is solved in every subzone. But neutron flux is determined in the zone with macro cross-section of it. This algorithm is used in simulation of control rods moving. This algorithm is also able to take into account geterogeneous effects.

5. MODEL LIMITATIONS

Number of grou pes at a little grou pes calculation	$ND1 \leq 256$
Number of axial sloyes	$K1 \leq 256$
Number of radial sloyes	$I1 \leq 256$
Number of zones	$L1 \leq 1024$
Number of nuclides	$INZ \leq 256$
Number of time step at burnup equation	$NTIM \leq 249$

Under using code ARAMACO-C1 [2] for prerparation of cross-sections $ND1 \leq 26$, $INZ \leq 36$.

6. STANDARD USER-TIME

Time for solving stationary problem depend on accuracy, number of energetic group, zone, mesh and so on. User-time for model of BN-1600 reactor [3] (6 zones, 50·15 mesh, 11 nuclides, accuracy $5 \cdot 10^{-5}$, 6 grou pes) is about 30 sec. (386/weitek-3167/25 Mhz).

7. CODE'S FEATURES

The code SYNTES belong to codes system, which is based on iteration synthesis method, such as 18-4RZ-15«B», SYNVAR.

8. AUXILIARY AND ATTENDANT CODES

Code ARAMACO-C1 [2] may be used for preparation of cross-section.

9. STATE

Code is included into OFAP-YaR and licensed by Russia Regulatory Body.

10. REFERENCE

1. Hromov V.V., Slesarev I.S., Kuzmin A.M. Variational method of multigroup neutron flux synthesis at the reactor. — In: Engineering — physics problem of nuclear reactor. — M.: Atomizdat, 1966, p. 11.

2. Nikolaev M.N., Ryazanov B.D., Savoskin M.M. and other. Multigroup approximation in theory of neutron transfer. — M.: Energoatomizdat, 1984. — 400 p.

3. Zizin M.N., Shishkov L.K., Yroslavceva L.N. Benchmark of nuclear reactor. — M.: Atomizdat, 1980.

11. COMPUTER REQUIREMENTS

Code use in less 530 K real mode memory, 2,8 MB on disk and ~ 1,5 MB for temporary files.

12. LANGUAGE OF CODE

Fortran-77.

13. OPERATING ENVIRONMENT

DOS, UNIX, WENIX, AIX.

14. ADDITIONAL INFORMATION

Dynamic memory distribution is used.

15. AUTHORS

M.A. Rakhmatulin, E.F. Seleznev (VNIIAES).

16. MATERIALS

User's instruction, code at magnetic card, control task, documentation.

17. HEADING AND KEYWORDS

C, D, F.

УДК 621.039.5

БЕЗОПАСНОСТЬ РЕАКТОРОВ ВВЭР И ИССЛЕДОВАНИЯ ПО ПРОСТРАНСТВЕННОЙ КИНЕТИКЕ АКТИВНОЙ ЗОНЫ

В.С. Ионов, Ю.А. Крайнов,

РНЦ «Курчатовский институт», 123182, Москва

Приводятся положения, следующие из требований ядерной безопасности и определяющие роль исследований по пространственной кинетике. Рассмотрены проблемы экспериментов на критических стендах и АЭС, а также проблемы расчетного моделирования. Описываются и анализируются эксперименты, проведенные на полномасштабной активной зоне ВВЭР-1000 на критическом стенде В-1000.

WWER SAFETY AND INVESTIGATIONS ON SPACE-TIME KINETICS OF THE CORE/V.S. IONOV, Yu.A. KRAYNOV. The topics derived from nuclear safety requirements and define the role of space-time kinetics investigation are presented. The problems of experiments and simulating calculations are considered. The experiments carried out at critical facility V-1000 of RRC KI with core of commercial WWER-1000 are described and analysed.

Сокращения и условные обозначения

- АЗ — активная зона
- АЗРУ — активная зона реакторной установки
- ИЗН — источники запаздывающих нейтронов
- КНТ-5 — камеры для измерения ППН
- К/С — критический стенд
- ННЭ — нарушение нормальной эксплуатации
- НФК — нейтронно-физические константы
- НЭ — нормальная эксплуатация
- ПК — пространственная кинетика
- ПП — переходный процесс
- ППН — плотность потока нейтронов
- РГ — рабочая группа РО СУЗ
- РО СУЗ — рабочие органы систем управления и защиты активной зоны
- РУ — реакторная установка
- РС — персональная ЭВМ
- $\rho(\tau)$ — реактивность
- $\Phi(r, \tau)$ — плотность потока нейтронов
- $\Phi(r, \tau)$ — производная Φ по времени
- β — доля нейтронов, порождаемых ИЗН
- λ — постоянная распада ИЗН
- χ — спектр деления
- τ — время процесса
- r — координата в АЗРУ

БЕЗОПАСНОСТЬ РУ И ИССЛЕДОВАНИЯ ПО ПК

В данной работе, исходя из теории ПК и требований ядерной безопасности, делается попытка очертить рамки исследований по ПК, необходимых для обоснования безопасности реакторов типа ВВЭР, наметить наиболее важные методические воп-

росы, а также выделить задачи экспериментальных исследований и рассмотреть первые результаты экспериментов на полномасштабной активной зоне ВВЭР-1000.

Использование методов ПК для обоснования безопасности РУ связано, с одной стороны (при проектировании), с подтверждением допустимых значений параметров ПП, при которых обеспечиваются проектные пределы для твэлов, а с другой (при эксплуатации), — с обеспечением оценок количества поврежденных твэлов при нарушениях соответствующих пределов и условий.

Проектные пределы повреждения топлива определяются главным образом качеством твэлов, условиями их эксплуатации и эффективностью защиты, используемой в состояниях, характеризующих безопасность РУ [1].

По современным требованиям РУ может находиться в одном из трех состояний, для каждого из которых требуется обоснование поведения твэлов:

1. *Нормальная эксплуатация* — работа РУ в рамках эксплуатационных режимов без достижения «эксплуатационных пределов повреждения твэлов». Для активных зон РУ типа ВВЭР эти пределы составляют:

— дефекты типа «газовая неплотность» оболочек могут иметь менее 0,2% твэлов (для ВВЭР-1000 < 100 шт.);

— прямой контакт ядерного топлива с теплоносителем могут иметь менее 0,02% твэлов (для ВВЭР-1000 < 10 шт.).

При маневрах и поддержании заданного уровня мощности эти пределы обеспечиваются проектным регламентом эксплуатации и средствами управления для нормальной эксплуатации. Это требует обоснования проектных режимов для нормальной эксплуатации и, в частности, диапазонов и скоростей перемещения органов регулирования, изменения температур топлива и теплоносителя, влияния и характера обратных связей, проявляющихся при технологических процессах, а также обоснования уставок технологических защит и блокировок.

2. *Нарушения нормальной эксплуатации* возникают при нарушениях эксплуатационных пределов и условий и требуют обоснования возможности возвращения к НЭ с точки зрения количества и характера поврежденных твэлов. С целью предотвращения нарушений пределов и условий безопасной эксплуатации, ограничивающих нарушения нормальной эксплуатации «сверху», используются либо средства нормальной эксплуатации (в частности, технологические защиты и блокировки), либо средства предупредительной и/или аварийной защит, а также специальные регламентные процедуры.

Для ВВЭР-1000 пределы безопасной эксплуатации по количеству и величине дефектов твэлов составляют:

— 1% твэлов с дефектами типа газовой неплотности, т.е. менее 500 шт.;

— 0,1% твэлов с дефектами типа прямой контакт теплоносителя с ядерным топливом, т.е. менее 50 шт.

3. *Аварийные ситуации и проектные аварии* возникают при «нарушениях пределов и условий безопасной эксплуатации» [1], требуют оценки количества и характера поврежденных твэлов с учетом качества функционирования систем безопасности, а также обоснования возможности возвращения к НЭ. При этом количество и характер повреждения твэлов в [1] априорно не определяются, но косвенные ограничивающие условия позволяют делать такие оценки и они должны быть приведены в техническом проекте РУ.

НАПРАВЛЕНИЯ И ПРОБЛЕМЫ ИССЛЕДОВАНИЙ ПО ПК

Постановка задач ПК определяется следующими целями исследований: управление, безопасность, теплофизика, нейтронная физика, работоспособность твэлов, обоснование технологических параметров и т.п. Например, при проектировании целью может быть исследование множества режимов работы РУ, при которых не нарушаются

эксплуатационные пределы повреждения твэлов, а результатом — обоснование диапазонов и скоростей изменения технологических параметров.

Из различных задач ПК укажем наиболее важные:

1. Разработка математических моделей, учитывающая особенность ПП в АЗРУ и имеющая необходимое пространственно-временное разрешение.

2. Выбор критерия нагруженности твэлов. В частности, предлагается использовать условие соблюдения границ области допустимых нагрузок твэлов в фазовом пространстве Φ , Φ — предельной фазовой траектории, где состояния топлива и запасы до повреждения твэлов демонстрируются наиболее наглядно. Для оценки количества твэлов, перешедших предельные фазовые траектории при различных ПП, следующих из анализа безопасности, потребуется предсказание поведения твэлов в объемах активной зоны, в которых создаются условия (по характеру, скорости изменения, уровню нагрузки и цикличности) для повреждения твэлов.

Это требует разработки методик расчета предельных фазовых траекторий для каждого типа твэла и каждого вида повреждений, учитывающих исходные условия для твэла, историю и оперативное состояние активной зоны (выгорание, теплосъем, общая наработка на ресурс твэла, динамика повреждений), характерные особенности нагружения:

а) одновременное — в количестве твэлов, превосходящем допустимые пределы при одном нарушении;

б) накопление дефектов при многократных «некритических» перегрузках или циклах (температур, давления газа под оболочкой и т.п.) старении и выработке ресурса и т.п.

3. Оценка количества и характера повреждения твэлов и демонстрация запасов до проектных пределов повреждения твэлов при обоснованиях конкретных режимов конкретных реакторов и последовательностей процессов при выбранных в проекте исходных событиях. Для ННЭ и проектных аварий основой построения перечня возмущений ППН являются исходные события, последовательности их протекания и работа систем безопасности в сочетании со средствами НЭ. Наиболее тяжелой ситуацией в этих случаях является отказ систем безопасности на срабатывание. Соответствующие модели процессов при этом должны описывать изменения реактивности, нарушения теплосъема, локальные возмущения ППН (падение и/или выброс органов регулирования, факелы и/или фронты температур, закипания, локальная критичность и т.п.).

Анализ поведения ППН должен проводиться как для вынужденных, так и для вызываемых ими автономных ПП (работа обратных связей, локальные всплески ППН, перекосы и фронты температур и т.п.).

4. Обоснование применимости выбранных моделей для различных процессов включает исследования:

— адекватности нейтронно-физической модели (пространственная область, шаг по времени, поведение НФК во времени, количество энергетических групп, количество групп запаздывающих нейтронов, возможность описания локальных нейтронных ПП и т.п.);

— взаимного соответствия нейтронно-физической и теплотехнических моделей;

— влияния обратных связей, технологических параметров и др.

В соответствии с принятыми моделями и приближениями для описания ПП, а также в соответствии с требованиями контроля и регулирования РУ должны быть выбраны динамические характеристики АЗРУ (уровень, характер и скорость изменения ППН, реактивность и т.п.), которые отражают изменение нагрузок на твэлы, особенно в наиболее напряженных областях АЗРУ, и общие характеристики, описывающие динамику РУ.

5. При моделировании необходимо решить круг проблем, связанных с точностью описания последовательности событий, вызванных возмущением и описываемых со-

временными расчетными средствами: возмущение ППН, показания локальных датчиков, изменение мощности наиболее нагруженных твэлов (ячейки типа ПЕРМАК), изменение мощности узла в крупносеточной модели (ячейки типа БИПР), общее поведение активной зоны (мощность, реактивность, неравномерности и т.п.), регистрация процесса штатными средствами, методы удержания возмущения в допустимых пределах.

Вычислительные возможности ЭВМ и необходимость учета большого количества параметров, влияющих на исследуемые процессы, позволяют в лучшем случае рассматривать ПП для АЗРУ ВВЭР в приближении крупносеточной трехмерной модели. Часто же анализ сводится к кинетическим расчетам в точечном приближении и стационарным двух- или трехмерным расчетам, в которых параметрически учитываются результаты динамических расчетов в точечном приближении. В связи с этим существенное место в исследованиях должна занимать проблема связи результатов расчетов точечной модели с данными, полученными с использованием двух-, трехмерной кинетической модели с распределенными параметрами.

ЗАДАЧИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Очевидно, что вопрос о представительности расчетного описания переходных процессов может быть решен только на базе сопоставления расчетных данных с экспериментальными, когда с достаточной достоверностью представлены пространственно-временные эффекты.

Цель экспериментов по пространственной кинетике — регистрация и изучение ПП, возникающих при различных режимах ввода реактивности или изменениях нейтронно-физических свойств АЗРУ.

Эксперименты по ПК на К/С позволяют решить ряд важных вопросов, связанных, с одной стороны, с внесением возмущений, а с другой, — с контролем и регистрацией откликов на эти возмущения:

- ввод или извлечение кластеров, долив и слив замедлителя и др.;
- отработка средств регистрации поведения ППН при ПП;
- создание и поддержание базы экспериментальных данных, а также подготовка «бенч-марк» задач;

- разработка средств обработки данных и планирования экспериментов.

Следует заметить, что на критических стендах возникают принципиальные затруднения с моделированием некоторых эффектов, присущих энергетическим реакторам, таких, как:

- мощностной эффект;
- диапазоны и скорости изменения мощности, температур, тепловых нагрузок, давления и т.д.;
- обратные связи по технологическим параметрам и условиям теплосъема, колебаниям нагрузки;
- изменения распределения ППН при постоянной мощности;
- изменения составов материалов за счет выгорания и отравления (в том числе неоднородность размножающих свойств по высоте), размещений и состояний поглотителей (РО СУЗ, СВП, ТВЭГИ), распределения температур и расходов и т.п.;
- особенности контроля поведения параметров (положения датчиков, чувствительность, частота, продолжительность, влияние эксплуатационных параметров и т.п.).

В связи с этим предлагается после отладки методик и аппаратуры измерений на стендах провести эксперименты на АС.

Для проведения динамических экспериментов на АЭС необходима подготовка персонала актуальных штатных процессов, а также специальных экспериментов, которые можно представительно и точно описывать в программах, осуществляющих нейтрон-

но-физический пространственно-временной расчет (перемещения РО СУЗ, изменение концентрации борной кислоты в теплоносителе, предсказуемое изменение температуры теплоносителя и т.п.) с целью обеспечения необходимой точности сопоставлений.

Среди штатных процессов это могут быть режимы нормальной эксплуатации при переходах с одной мощности на другую, при перекомпенсациях средств воздействия на реактивность, при изменениях основных технологических параметров, при изменениях состава оборудования, необходимого для обеспечения режимов эксплуатации и т.п.

При нарушениях нормальной эксплуатации это могут быть режимы ускоренной разгрузки блока (при отключениях ГЦН, сбросе нагрузок по второму контуру и т.п.) и срабатывания аварийной защиты.

Для регистрации нейтронных переходных процессов в активной зоне реакторов на АЭС должны входить средства измерения локальной плотности потока нейтронов, реактиметры и программы для расчета реактивности, система регистрации технологических параметров реакторной установки, средства регистрации экспериментальной информации в течение переходных процессов, средства аппаратной и программной обработки экспериментальных данных.

Состав материалов, необходимых для исследования переходных процессов, можно представить так:

- методики и программы измерений;
- описание состояний блока;
- нейтронно-физическое состояние активной зоны: распределение плотности потока нейтронов в активной зоне и ее изменения, динамические характеристики активной зоны, положения РО СУЗ и технологические параметры (температуры теплоносителя, подогревы на активной зоне, давление и другие характеристики, регистрируемые штатной информационной системой блока);
- описания файлов данных, средств измерений и методик обработки данных.

ЭКСПЕРИМЕНТЫ НА КРИТИЧЕСКОМ СТЕНДЕ В-1000

Цели экспериментов. Начиная с конца 1990 г. и в 1991 г. на К/С В-1000 РНЦ «Курчатовский институт» были проведены эксперименты по ПК на полномасштабной активной зоне реактора ВВЭР-1000.

Перед экспериментами ставились следующие задачи:

- моделирование различных нейтронных переходных процессов в АЗРУ, возникающих при эксплуатации и в аварийных ситуациях;
- отработка методов внесения контролируемого возмущения ППН штатными РО СУЗ К/С с учетом обеспечения требований безопасности и информативности экспериментов;
- отработка и опробывание технических средств измерения и сбора информации (создание и отладка датчиков, измерительных каналов, аппаратуры и интерфейсов с РС, уточнение перечня регистрируемых параметров и т.д.);
- разработка и отладка информационно-программного обеспечения и вычислительных средств для сбора, обработки и демонстрации информации;
- сбор файлов экспериментальных данных по ПК для последующей обработки и создания базы экспериментальных данных по ПК.

Технические средства. Критический стенд В-1000 представляет собой комплекс, включающий:

- бак критических сборок (БКС), в который устанавливается исследуемая активная зона;
- оборудование и аппаратуру СУЗ;
- гидравлическую (технологическую) систему и систему управления электрооборудованием гидравлических контуров;

- пультую для операторов К/С и экспериментаторов;
- хранилище топлива, позволяющее разместить полный штатный комплект ТВС активной зоны ВВЭР-1000, и соответствующее транспортно-технологическое оборудование.

БКС представляет собой цилиндр из нержавеющей стали с внутренним диаметром 3700 и высотой 6370 мм. БКС имеет защитную теплоизоляцию, обеспечивающую поддержание нагретого замедлителя при температуре 95 °С. В БКС смонтирована опорная плита для размещения ТВС, из которых формируются экспериментальные сборки. ТВС располагаются в треугольной решетке с шагом 236 мм, соответствующим шагу ТВС в АЗ ВВЭР-1000. В АЗ может быть установлено до 163 ТВС (полномасштабная активная зона ВВЭР-1000). При работе с полномасштабной активной зоной вокруг нее устанавливается стальной экран, по геометрии имитирующий стальной экран РУ ВВЭР-1000.

Комплект приводов для перемещений РО СУЗ может использовать до 109 приводов. Грузоподъемность приводов — до 40 кг, скорость перемещения — до 0,4 м/с.

В качестве РО СУЗ могут использоваться как штатные, входящие в комплект ТВС, так и дополнительные кластеры, которые могут размещаться в кассетах, не имеющих штатных кластеров. Один привод перемещает один кластер. Приводы размещаются над кассетами, не имеющими общих граней с экраном. В полномасштабной активной зоне В-1000 таких кассет 121. В настоящих экспериментах было задействовано до 79 приводов.

Организация экспериментов. В экспериментах использовалась полномасштабная активная зона реактора ВВЭР-1000 с картограммой первой топливной загрузки трехгодичного топливного цикла (рис. 1).



Рис. 1. Размещение ТВС различного обогащения и РО СУЗ в секторе симметрии активной зоны ВВЭР-1000

Особенностью экспериментов является возмущение ППН группами и отдельными РО СУЗ при перемещении их на всю высоту активной зоны, а также изменениями уровня замедлителя для поддержания критичности. Моменты внесения возмущений и участки выдержки для нейтронных ПП выбирались из условий стабильности показаний двух реактиметров, подключенных к камерам, расположенным с противоположных сторон активной зоны. Размещение групп РО СУЗ, использовавшихся при проведении экспериментов и имитирующих группы ВВЭР-1000, приведено на рис. 1.

Эксперименты проводились при температуре замедлителя $\sim 20^\circ\text{C}$ и концентрации $\text{H}_3\text{BO}_3 \sim 8,7 \text{ г/кг H}_2\text{O}$.

В период, предшествующий измерениям, были расчетно и экспериментально уточнены основные характеристики АЗ:

- эффекты и запасы реактивности ($\delta\rho/\delta h$, $\delta\rho/\delta C_{\text{H}_3\text{BO}_3}$ и т.п.);

- эффективность РО СУЗ;

- распределения ППН по центрам ТВС во всей АЗ и по твэлам в отдельных ТВС при опущенных и поднятых РО СУЗ, соответствующих стационарным состояниям при проведении возмущений.

Регистрация экспериментальных данных. Для регистрации экспериментальной информации был разработан и подготовлен специальный комплекс аппаратуры и программного обеспечения. Комплекс состоит из следующих систем:

- система измерения ППН;

- система (нештатная) точного указания положений кластеров 9-й и 10-й групп;

- система регистрации показаний (токи, реактивности) двух реактиметров;

- система регистрации уровня замедлителя в БКС.

Каждая из систем разделяется на измерительно-регистрирующую и цифровую части.

Комплекс позволяет производить сбор и запись на магнитный диск РС информацию со 100 каналов с минимальным временем открытия канала 3 мс и частотой записи на диск $\sim 10 \text{ Гц}$. При сборе информации с временем экспозиции 100 мс на диске приблизительно за 20 мин заполняется 1 Мбайт.

На диске каждая запись в файле содержит:

- время начала экспозиции для набора импульсов камер КНТ-5;

- продолжительность экспозиции;

- набранное количество импульсов по каждому каналу за время экспозиции (16 каналов измерений);

- положения РО СУЗ для каждого привода основных рабочих групп;

- параметры реактиметров (ток, реактивность).

Имеется возможность записывать:

- положения РО СУЗ других групп;

- уровень замедлителя в БКС;

- концентрацию H_3BO_3 ;

- температуру теплоносителя.

Система измерения плотности потока нейтронов включает аппаратуру сбора и предварительной обработки сигналов (10 каналов) и аппаратуру цифровой обработки.

Каждый канал аппаратуры содержит:

- блок детектирования (БД);

- предварительный усилитель (ПУ);

- линию связи.

Каждый ПУ состоит из усилителя, дискриминатора и формирователя импульсов и связан с аппаратурой цифровой обработки линией связи, которая согласована с выходным каскадом формирователя импульсов. В импульсном режиме при соответствующем пороге дискриминации регистрируются только осколки деления и, следовательно, исключена погрешность, обусловленная захватом γ -квантов.

В качестве БД использована камера деления КНТ-5. Сигналы от БД, усиленные и преобразованные ПУ, поступают в цифровую часть электронной аппаратуры.

БД устанавливаются в центральные трубки ТВС на одной из трех высот. При размещении датчиков по АЗ учитывались:

а) возможность восстановления пространственного распределения ППН. Для этого датчики располагались по сечению АЗ — в ячейках с высоким уровнем и в местах наибольших градиентов ППН, по высоте — на трех уровнях:

- 4 на высоте 1750 мм (в средней плоскости),
- 3 на высоте 850 мм (от низа активной зоны),
- 3 на высоте 2650 мм (от низа активной зоны);

б) возможность наблюдения непосредственного влияния РО СУЗ на изменение ППН, для этого датчики размещались в ТВС, в которых перемещаются РО СУЗ;

в) возможность снижения погрешностей показаний как за счет симметрии распределения ППН в АЗ, так и размещения нескольких датчиков при всех экспериментах в одних и тех же ТВС.

Цифровая часть, предназначенная для автоматического сбора сигналов 10 каналов нейтронных датчиков, технологической информации критстенда В-1000 и двух реактиметров, состоит из комплекта блоков конструктива КАМАК и РС типа IBM AT286.

Состав экспериментов. Все проведенные эксперименты можно разбить на следующие группы:

1) перемещение на всю высоту АЗ группы РО СУЗ полной длины с целью анализа деформации ППН при регулировании различными группами (рис. 2, 3);

2) перемещения отдельных РО различных групп с целью анализа поведения ППН при асимметричных возмущениях АЗ (рис. 4, 5, а);

3) извлечение и перемещения одного РО при опущенной группе (до низа или середины высоты АЗ) с целью моделирования аварийных ситуаций с выбросами РО СУЗ;

4) переводы АЗ в подкритические состояния с целью моделирования режимных остановов и аварийных ситуаций (рис. 5, б, 6):

— сбросы рабочих органов аварийной защиты, в том числе с различным количеством застрявших РО СУЗ (один или целая группа),

— откачка замедлителя при различных положениях групп РО СУЗ,

— быстрый слив замедлителя при различных положениях групп, включая сливы замедлителя при опущенной группе с застрявшими РО СУЗ;

5) эксперименты с поддержанием реактивности, близкой к нулю на каждом шаге перемещения или в конце перемещений РО СУЗ (перекompенсации):

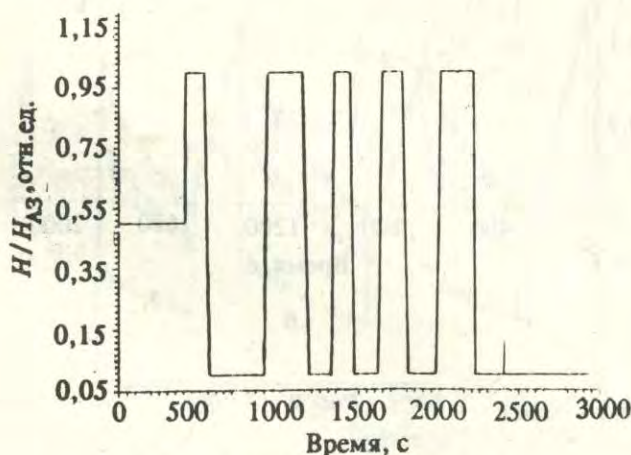
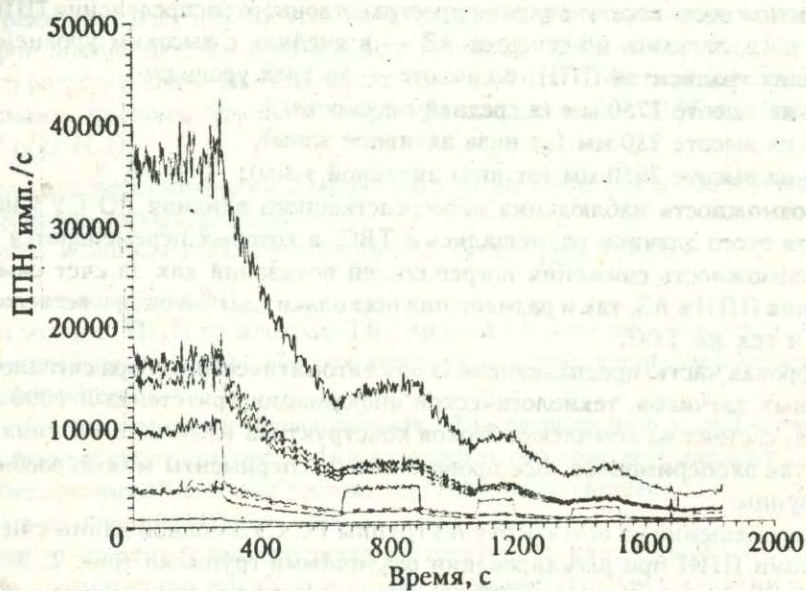
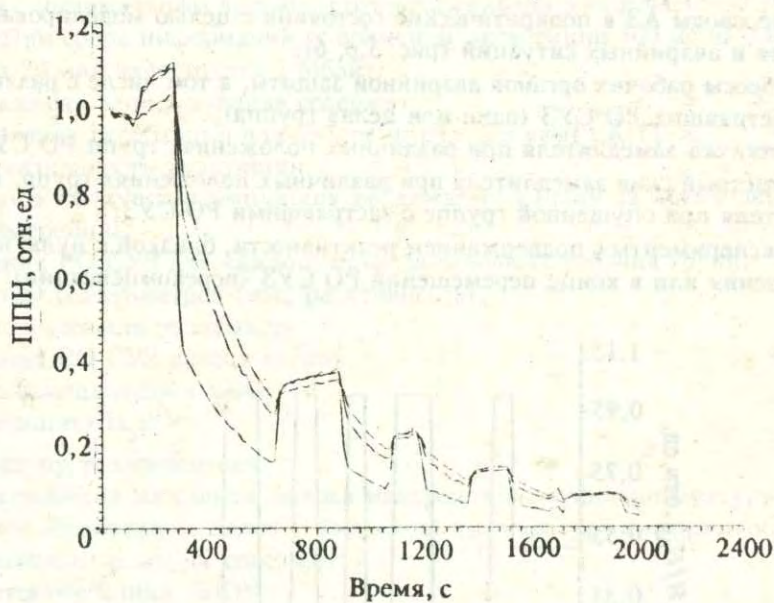


Рис. 2. Перемещения группы 10



a



б

Рис. 3

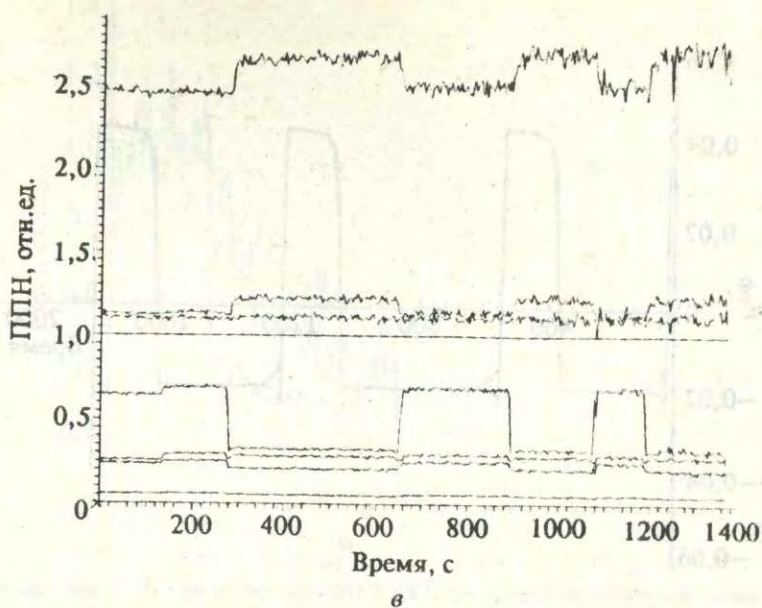


Рис. 3. Изменения ППН, вызванные перемещением группы 10: без нормировки (а), с нормировкой на начальный момент времени (б), с нормировкой на датчик (в)

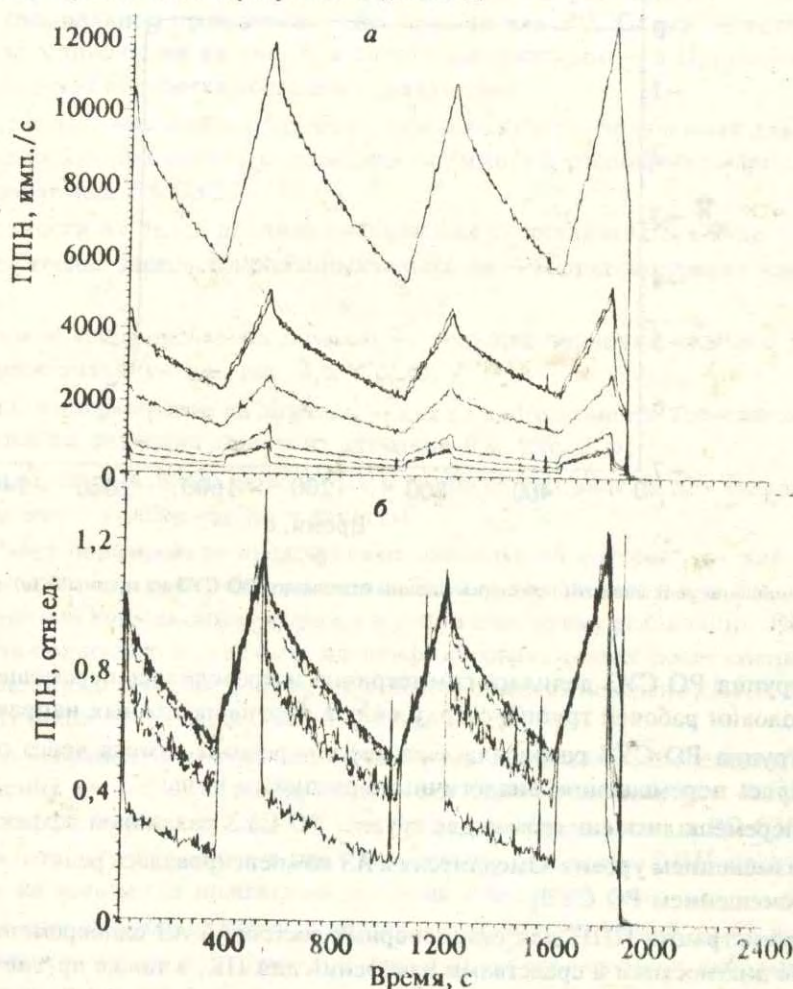


Рис. 4. Изменения ППН, вызванные перемещением отдельного РО СУЗ из группы 5: без нормировки (а), с нормировкой на начальный момент времени (б)

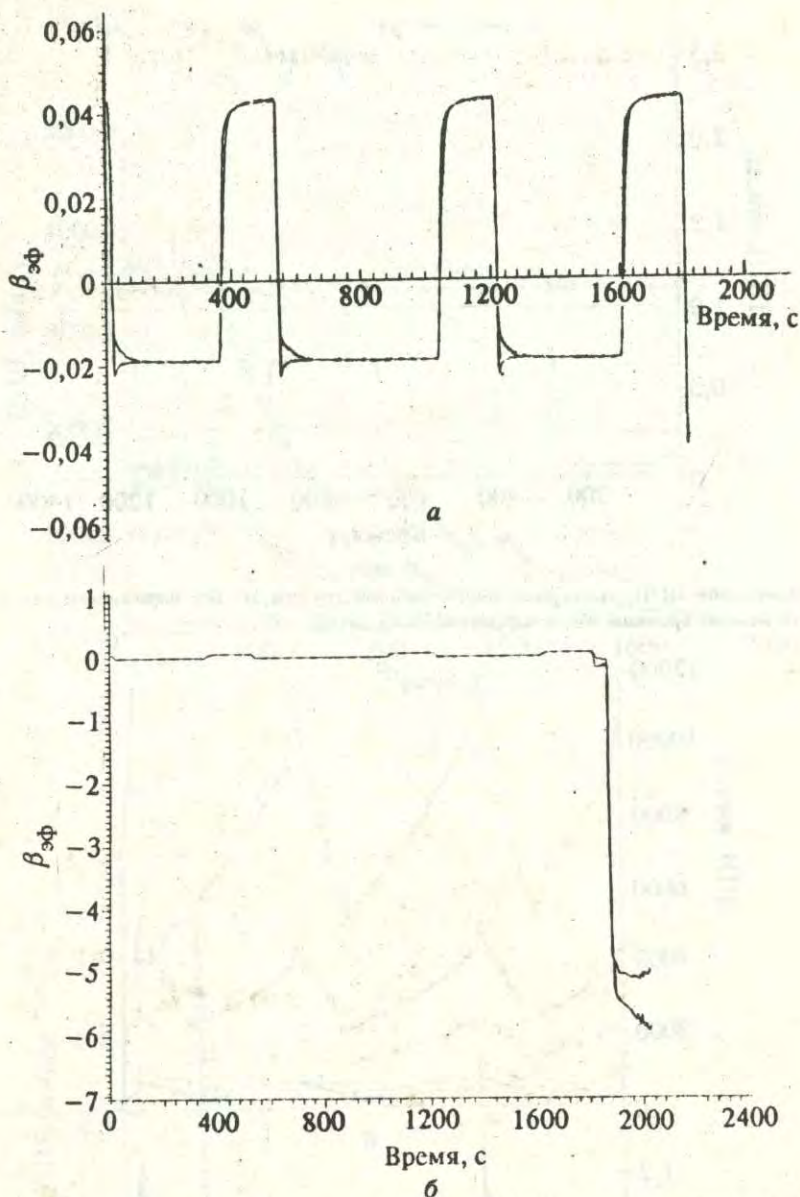


Рис. 5. Изменения реактивности при перемещении отдельного РО СУЗ из группы 5 (а) и при сбросе всех РО СУЗ (б)

- группа РО СУЗ делилась симметрично и проводились перемещения правой и левой половин рабочей группы сверху вниз в противоположных направлениях,
- группа РО СУЗ разбивалась на две с чередовавшимися через один РО СУЗ, проводились перемещения, аналогичные описанным выше,
- перемещались синхронно две группы РО СУЗ различной эффективности,
- изменением уровня замедлителя в АЗ компенсировалась реактивность, вызванная перемещением РО СУЗ;

б) регистрации ППН для стационарных состояний АЗ одновременно средствами шумовой диагностики и средствами измерений для ПК, а также другие методические эксперименты.

«Сырые» данные составляют более 150 файлов объемом больше 60 Мбайт.

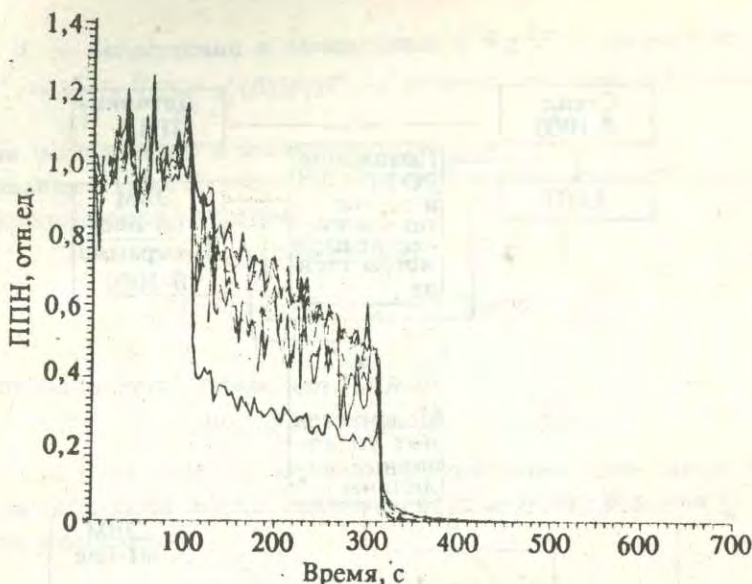


Рис. 6. Изменения ППН при сбросе всех РО СУЗ (нормировка на начальный момент времени)

Обработка результатов. Для обработки информации в режимах on-line и off-line подготовлено специальное программное обеспечение для РС. Схема регистрации и обработки данных приведена на рис. 7, а аннотации программ — в Приложении.

Предварительная обработка состояла в следующем:

а) на этапе получения файлов *.das интенсивность счета, полученная для КНТ-5 за время экспозиции, приводится к размерности [имп/с], расшифровываются положения регистрируемых РО СУЗ;

б) в зависимости от целей анализа информация представлялась в виде:

— непосредственно зарегистрированных процессов — «без нормировки» (см. рис. 3, 4, а),

— процессы в «нормировке на начало» — текущие значения каждого датчика делятся на первое значение (см. рис. 3, б, 4, б, 6),

— процессы в «нормировке на датчик» — для каждого момента времени значения датчиков делятся на значение одного из датчиков (см. рис. 3, в);

в) для сокращения файлов, выводимых в графическом виде, и для сглаживания процессов применено усреднение по n записям.

Процессы «без нормировки» представляют наибольший интерес, так как именно с ними связаны изменения нагрузок на твэлы. Однако эти данные несут большое количество избыточной информации, включая шумы и специфику реализации процессов на К/С, которая полностью может быть идентифицирована только после специальной обработки. Общее представление о процессе и об особенностях поведения ППН в местах размещения датчиков показано на рис. 3, а и 4, а).

Процессы в «нормировке на начало» позволяют сопоставлять поведение ППН в местах размещения датчиков, включая токовые показания реактиметров. На рис. 3, б, 4, б и 6 показаны две группы процессов — в ТВС, где перемещаются РО СУЗ, и во всех остальных, где для процессов в этой нормировке поведение ППН практически одинаково, т.е. не зависит от положений датчиков в активной зоне.

Процессы в «нормировке на датчик» позволяют исключать общий по АЗ ход ППН во времени. Соответствующие графики (см. рис. 3, в), за исключением небольших интервалов времени, имеют вид кусочно-постоянной линии. Это означает, что на интервалах, где постоянны значения Φ_i/Φ_k , справедливо обобщенное точечное прибли-

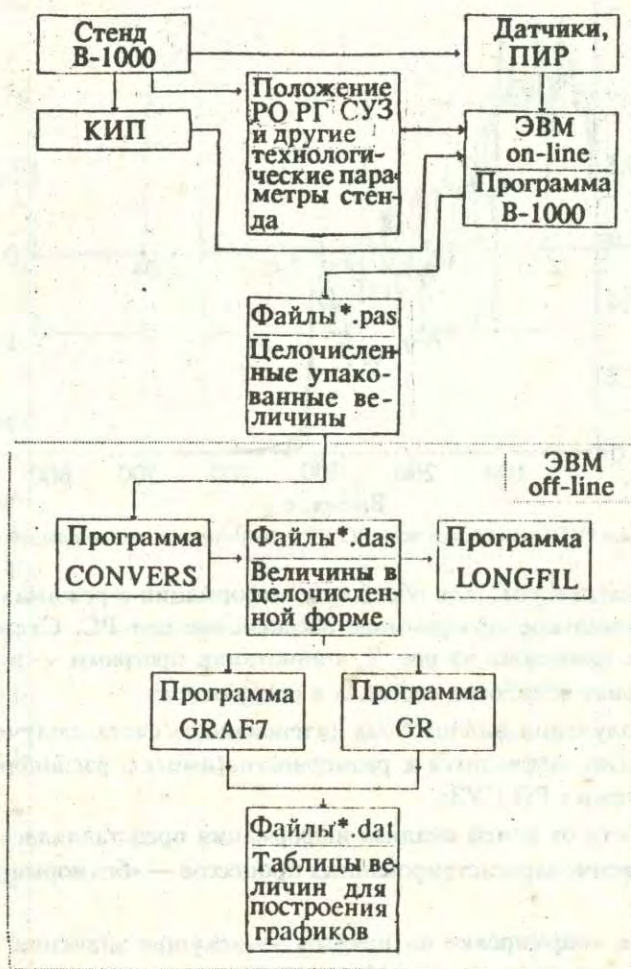


Рис. 7. Общая схема предварительной обработки данных

жение. Эти графики демонстрируют также относительное распределение ППН по сечению и высоте активной зоны и могут быть использованы для сопоставления с результатами статических расчетов.

АНАЛИЗ ПЕРЕХОДНЫХ ПРОЦЕССОВ

Динамические модели. В общем случае переходные процессы в активной зоне описываются динамической системой с распределенными параметрами, составленной из диффузионного приближения уравнения Больцмана [2—5], начальных и граничных условий, уравнений, описывающих состояние АЗРУ (состав, геометрия, технологические параметры, поведение продуктов деления и т.п.) [3]:

$$(1/v)\Phi = -D\nabla^2\Phi - A\Phi + (1-\beta)\chi^f F'\Phi + \sum_i \lambda_i \chi_i^c C_i; \quad (1)$$

$$(1/v)\Phi = -D\nabla^2\Phi - A\Phi + F\Phi - (\chi^f - \chi^c)\beta F'\Phi - \sum_i \dot{C}_i; \quad (2)$$

$$\dot{C}_i = \beta_i F\Phi - \lambda_i C_i, \quad (3)$$

где все коэффициенты, обозначенные латинскими буквами, являются функциями координат, времени и энергии нейтронов: v — скорость распространения нейтронов; D —

диффузия; A — поглощение и замедление; $F = \chi^f F'$ — рождение при делении; $(\chi^f - \chi^c)\beta F' = [\sum_i \{\chi^f(E) - \chi_i^c(E)\}\beta_i]F'$ — отличие спектров нейтронов, рожденных при делении (мгновенных) и запаздывающих (рожденных позже).

Для решения (1) или (2) применяется адиабатическое приближение, которое предполагает использование уравнений

$$-D\Phi - A\Phi + (I - \rho)F\Phi = 0; \quad (4)$$

$$(1/v)\dot{\Phi} = \rho F\Phi - (\chi^f - \chi^c)\beta F'\Phi - \sum_i \dot{C}_i, \quad (5)$$

решение которых ищется в виде

$$\Phi(r, E, \tau) = AR(r, E, \tau)\varphi(r, E, \tau), \quad (6)$$

каждый сомножитель которого определяется отдельным уравнением: A — нормировочный множитель вычисляется, например, из нормировки решения на стационарную мощность до возмущения

$$A = N(0)/\int \int F\Phi(0)drdE;$$

R — амплитудный множитель — динамическими уравнениями, выводимыми из (5) (диапазон изменения R составляет несколько порядков); φ — форм-функция — однородным уравнением (4) (диапазон изменения φ лежит в пределах нескольких единиц).

Из уравнений (4) и (5) следует

$$-D\varphi - A\varphi + (1 - \rho)F\varphi = 0, \quad (7)$$

из которого находятся φ и собственное значение ρ , и

$$\dot{R} = R(\rho v F - \dot{\varphi}/\varphi - v(\sum_i \dot{C}_i)/\Phi); \quad (8)$$

$$\rho = \int \Phi(-D - A + F)\Phi drdE / \int \Phi F\Phi drdE; \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \rho &= \int \Phi \left[\Phi / (v\Phi) + \dot{C}/\Phi \right] \Phi drdE / \int \Phi F\Phi drdE = l \int \left[\Phi/\Phi + v\dot{C}/\Phi \right] \Phi drdE / \int \Phi F\Phi drdE \approx \\ &\approx \int \rho_n \Phi^2 drdE / \int \Phi^2 drdE, \end{aligned} \quad (10)$$

где ρ_n — значения, вычисляемые по формулам уравнений обратной кинетики, а

$$l = \int \Phi F\Phi drdE / \int \Phi v F\Phi drdE. \quad (11)$$

Нейтронные переходные процессы. При единичных возмущениях, вводимых в критическую активную зону и отражающихся в соответствующих изменениях нейтронно-физических величин, входящих в уравнения (1) и (2), нарушается баланс реактивности, описываемый уравнением (9), что вызывает изменение форм-функции и ρ со скоростью изменения нейтронно-физических величин; изменение амплитудного фактора, поведение которого отражает как мгновенные, так и запаздывающие эффекты в поведении плотности потока нейтронов, последние связаны, в частности, с несоответствием концентраций источников запаздывающих нейтронов, накопившихся при предшествующих состояниях активной зоны, и нового уровня мощности деления. Эти нейтроны почти не влияют на общую плотность потока нейтронов, но влияют на баланс в активной зоне. При этом часть времени, в течение которого производные φ и C отличны от нуля, амплитудный множитель является функцией координат и времени.

В соответствии со знаком показателя экспоненты амплитудного множителя ρ , а при установившихся переходных процессах со знаком реактивности начинается изменение

плотности потока нейтронов (при $\rho > 0$ — увеличение, так как баланс нейтронов нарушается из-за их перепроизводства, при $\rho < 0$ — снижение, так как баланс нейтронов нарушился из-за преобладания их потерь), которое продолжается до тех пор, пока:

— либо активная зона не будет приведена в критическое состояние внешними (управление) или внутренними (обратные связи) воздействиями, т.е. пока не будет восстановлен баланс нейтронов;

— либо в активной зоне не прекратятся процессы деления.

Рассмотрим некоторые процессы:

1. «Установившийся ПП» — $\dot{\phi} = 0$, $\dot{R}$ и R не равны нулю, в котором изменения Φ связаны только с ρ и отсутствует пространственное перераспределение ППН.

Для таких ПП справедливо приближение обобщенной точечной модели реактора в смысле определения [3]: «можно провести разделение пространственно-энергетической и временной зависимости ППН», и применимо представление Φ в форме

$$\Phi(r, \tau) = R(\tau)\varphi(r). \quad (12)$$

2. Псевдокритические состояния — пространственные перераспределения ППН при $\rho = 0$, которые возможны, например:

— при перекомпенсациях средствами воздействия на реактивность в критических состояниях на постоянной мощности;

— при высокочастотных колебаниях реактивности с сохранением постоянной средней мощности и средней $\rho = 0$;

— при описаниях процессов крупными шагами, когда два состояния на двух соседних шагах критические, а ПП между этими состояниями не рассматриваются.

3. Процессы при постоянной мощности, когда соответствующие стабильные состояния обеспечиваются обратными связями, а также регулированием мощностью и когда временные шаги $\delta\tau > 10^4$ с.

В этом случае не справедливо точечное приближение в форме (12).

4. Процессы, определяемые перераспределением ИЗН с одновременным изменением нейтронно-физических свойств в активной зоне (например, регулирование при медленных ПП, вызванных дрейфом технологических параметров).

В зависимости от характерного времени процесса должны применяться различные расчетные модели, например:

а) ПП с характерным временем $\xi < 10^{-3}$ с отражают ядерные взаимодействия и формирование распределения ППН (деление, поглощение, рассеяние, замедление, диффузию) и описываются системой (1), в которой все коэффициенты не зависят от времени. Эти процессы для технологического оборудования являются неконтролируемыми и нерегулируемыми.

б) Процессы с характерными временами $10^{-2} < \delta\tau < 10^3$ с описывают:

— автономные ПП по «быстрым» обратным связям (температура, плотность, процессы, происходящие со звуковыми скоростями, быстрые деформации и т.п.);

— жизненный цикл источников запаздывающих нейтронов;

— влияние средств регулирования на нейтронный поток;

— аварийные процессы (закипания, деформации, снижение теплосъема и т.п.), и моделируются динамической системой, учитывающей поведение ИЗН и состояние активной зоны. Эти процессы контролируются на РУ, но практически нерегулируемы.

в) Процессы с характерными временами $10 < \tau < 10^4$ с отражают контроль и управление.

Разнообразие переходных процессов, воздействий на топливо и условий регулирования реакторной установкой приводит к необходимости их анализа для выделения наиболее «критических», приводящих к нарушениям требований эксплуатации, или опасных с точки зрения воздействия на топливо.

Переходные процессы, возникающие в активных зонах, можно разделить на следующие группы:

Процессы нормальной эксплуатации, исследование и описание которых необходимо для обоснования пределов и условий нормальной эксплуатации и режимов регулирования, обеспечивающих проектную нагрузку на топливо. В основном это медленные переходные процессы в околочритическом состоянии или при возмущениях реактивности меньше $10^{-3}\beta_{эф}$. Особенность их протекания — сильное влияние обратных связей и наличие локальных воздействий на энерговыделение. Примеры таких процессов — регулирование мощности, перекомпенсации при работе со средствами воздействия на реактивность, регулирование основных технологических параметров активной зоны, обеспечение режимов переключения технологического оборудования. При таких режимах должны обеспечиваться «эксплуатационные пределы повреждения твэлов» [1].

Процессы при нарушениях нормальной эксплуатации, связанные с нарушением работы оборудования и значительными или резкими отклонениями технологических параметров от режимных значений, которые могут заканчиваться работой предупредительной защиты (ускоренная разгрузка блока) или аварийной защиты (с учетом застревания одного наиболее эффективного РО АЗ). При этом возможны значительные деформации полей энерговыделений, а также нарушение уставок по уровню или скорости изменения плотности потока нейтронов для нормальной эксплуатации. При таких режимах должны обеспечиваться «пределы безопасной эксплуатации по количеству и величине дефектов твэлов» [1].

Процессы при проектных авариях, характеризующиеся срабатыванием систем безопасности. При этом возможны значительные деформации полей энерговыделений и ввод положительной реактивности, приводящий к быстрому росту мощности, а также сильное влияние «обратных связей» или преимущественное воздействие одного из параметров, определяющих энерговыделение или теплосъем. При таких режимах для твэлов должны обеспечиваться «проектные пределы для проектных аварий» «максимальный проектный предел повреждения твэлов» [1].

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Эксперименты по пространственной кинетике, проведенные на коммерческой полномасштабной активной зоне ВВЭР-1000, оказались чрезвычайно информативны и полезны для понимания процессов и совершенствования методик экспериментов и расчетного моделирования в АЗРУ типа ВВЭР.

Предварительный анализ выявил необходимость:

а) расширения перечня алгоритмического и программного обеспечения для обработки и анализа временных рядов; восстановления пространственно-временного поведения ППН; расчета и анализа динамических характеристик; учета факторов, включая технологические, влияющих на возмущение ППН и реактивность; расширения возможностей представления информации в процессе проведения эксперимента при обработке данных; выделения полезных сигналов, подавления шумов и т.п.;

б) повышения качества экспериментов (увеличение объема регистрации распределения ППН по сечению, повышения точности измерения положений и перемещений РО СУЗ, повышения чувствительности и увеличения количества датчиков, устранения шумов и помех, расширения перечня регистрируемых параметров и т.п.);

в) подготовки адекватных расчетных средств по ПК, соответствующих пространственно-временному разрешению для регистрируемых в экспериментах процессов;

г) создания базы экспериментальных данных и библиотеки «бенч-марк» задач по различным ПП для АЗ реакторов типа ВВЭР;

д) проведения работ по планированию экспериментов по ПК с целью выбора наиболее характерных режимов возмущений ППН; уточнения факторов, влияющих на динамические характеристики и построение моделей зависимостей откликов от факторов; обоснования мест размещения и количества датчиков, обеспечивающих задан-

ную точность и представительность регистрируемых процессов; оптимизации в факторном пространстве повторных и информативных экспериментов;

е) разработки методик и аппаратуры для экспериментов по ПК на реакторах действующих АЭС.

Следует обратить внимание на необходимость идентификации нейтронных ПП по характерным временам протекания, продолжительности расчетных промежутков времени и характеру влияния обратных связей, что определяет выбор математических моделей.

В жестокое, непредсказуемое и неблагодарное время сложился коллектив людей, кто своим вкладом в общее дело обеспечил подготовку, проведение и понимание результатов экспериментов по пространственной кинетике. Этот обширный комплекс работ вообрал в себя все, что включают экспериментальные исследования — от теоретических разработок и организационных усилий до простых механических работ и обслуживания, что потребовало труда более чем ста человек.

Выпуская материалы по этим исследованиям, мы выражаем глубокую признательность всем, принявшим участие в них, и с благодарностью относимся ко вкладу каждого.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Правила ядерной безопасности реакторных установок атомных станций. ПБЯ РУ АС—89. ПНАЭ Г-1-024—90. — М., 1990.
2. Динамика ядерных реакторов/Под ред. Я.В. Шевелева. — М.: Энергоатомиздат, 1990.
3. Хетрик Д. Динамика ядерных реакторов. — М.: Атомиздат, 1975.
4. Белл Д., Глестон С. Теория ядерных реакторов. — М.: Атомиздат, 1974.
5. Вейнберг А., Вигнер Е. Физическая теория ядерных реакторов. — М.: ИЛ, 1961.

Статья поступила в редакцию

9 июля 1992 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Физика ядерных реакторов, 1994, вып. 4, с. 50—66.

Приложение

Программы, использованные при сборе и обработке данных

Название	Автор	Назначение
B-1000	Чмыхун В.И.	Сбор сигналов с аппаратуры КАМАК. Формирование записи «сырых» данных на РС. Поддержание и демонстрация кадра на мониторе РС для оперативного контроля процесса: положение РО СУЗ, индикация записи, значения ρ и токов ПИРов и т.п.
CONVERS	Чмыхун В.И.	Преобразование целочисленных и упакованных значений в действительную форму.
LONGFIL	Крайнов Ю.А.	Просмотр содержимого файлов действительных переменных и определение количества записей в них. Печать протокола.
GRAF7	Крайнов Ю.А.	Слияние различных файлов в один. Формирование записей, содержащих значения ρ и токов ПИРов, а также показания 10 каналов и датчиков положения двух групп СУЗ. Эскизное графическое представление информации. Обработка данных: — нормировка на первое значение первого файла по каждому датчику; — нормировка всех датчиков на текущее значение одного из датчиков (или тока ПИР). Временное сглаживание по n точкам и запись среднего по n точкам значения. Вывод полного файла на виртуальный диск и присвоение названия новому файлу. Печать протокола обработки.
GR	Островский В.Р.	То же, что и GRAF7, но формируются записи, содержащие данные по положению двух групп СУЗ.

ИССЛЕДОВАНИЯ УТЕЧКИ ПРОДУКТОВ ДЕЛЕНИЯ ИЗ МОДЕЛЬНЫХ ТВЭЛОВ ВВЭР-1000 В АМПУЛЬНЫХ ИСПЫТАНИЯХ НА РЕАКТОРЕ «ГИДРА»

А.М. Звягин, С.В. Лобода, А.В. Черкасов,
РНЦ «Курчатовский институт», 123182, Москва

Представлены результаты ампульных экспериментов на импульсном реакторе «Гидра» по исследованию утечки продуктов деления из модельных твэлов ВВЭР-1000. Описана оригинальная расчетно-экспериментальная методика определения коэффициентов импульсной утечки продуктов деления. Определены коэффициенты импульсного выноса для ^{85m}Kr , ^{88}Kr , ^{133}Xe , ^{135}Xe , ^{131}I , ^{132}I , ^{133}I , ^{135}I , ^{137}Cs , ^{132}Te , ^{140}La , ^{140}Ba и ^{141}Ce из необлученного двуокисного топлива в диапазоне $(2+3) \cdot 10^{13}$ дел./г UO_2 , а также исследовано прохождение радиойодов через пакет фильтров. Обоснован и экспериментально обнаружен температурно-зависимый вынос продуктов деления из топлива в импульсном процессе.

THE RESEARCHES THE RELEASE OF THE FISSION PRODUCTS FROM THE FASHIONABLE FUEL PINS OF ВВЭР-1000 ON THE IMPULSE REACTOR «GIDRA». A.M. ZVYAGIN, S.V. LOBODA, A.V. CHERCASOV. The results of the ampule experiments on the impulse reactor «Gidra» of the researches the release of the fission products from the fashionable fuel pins of ВВЭР-1000 are proclaimed in this paper. And the original calculated-experimental metod of the determination of the coefficient of impulse release of fission products is described. The coefficient of impulse release for ^{85m}Kr , ^{88}Kr , ^{133}Xe , ^{135}Xe , ^{131}I , ^{132}I , ^{133}I , ^{135}I , ^{137}Cs , ^{132}Te , ^{140}La , ^{140}Ba and ^{141}Ce from unirradiated UO_2 fuel are described in the range $(2+3) \cdot 10^{13}$ fissions per gramm UO_2 , and the setting of I on the packet of filters is reserched. The temperature-depending release of the fission products in impulse experiment is discussed and found.

ВВЕДЕНИЕ

Исследование утечки продуктов деления (ПД) из топливных композиций в переходных и аварийных режимах является составной частью работ по анализу вопросов безопасности атомной энергетики, в том числе прогноза радиационной обстановки, а также состояния топлива в активной зоне при аварийных ситуациях.

Начиная с 1983 г. подобные исследования проводились и в СССР на импульсных реакторах «Гидра» [1] и ИГР [2]. Проведение испытаний параллельно на двух реакторах расширяет диапазон режимов нагружений модельных твэлов в ампульных экспериментах, а именно:

- полуширина импульса мощности реактора $(2,3 \cdot 10^{-3} + 1,6)$ с;
- энерговыделение в твэлах 50—650 кал/г UO_2 .

За период с 1986 по 1989 г. в ИАЭ им. И.В. Курчатова на реакторе «Гидра» проведено 42 ампульных испытания модельных твэлов ВВЭР-1000 в режимах с импульсным изменением мощности реактора и последующим анализом отобранных проб из внутриампульного объема. По характеру нагружений твэлов подобные режимы имитируют процессы при аварии с резким ростом реактивности.

Известно [3], что вынос ПД из топлива обычно описывается коэффициентом, определяемым как отношение количества вышедших из топлива в единицу времени атомов того или иного нуклида ПД (R_i) к количеству атомов того же нуклида (B_i), накапливающихся в топливе в единицу времени. Таким образом, зная коэффициент утечки в зависимости от эксплуатационных параметров твэлов и концентрацию ПД в топливе, можно получить концентрацию ПД вне топлива.

В данной работе представлены результаты ампульных испытаний на реакторе «Гидра», отличительной особенностью которых является малая длительность облучения двуокисного топлива ($\sim 2 \cdot 10^{-3}$ с) в модельном твэле. Для описания процесса утечки в исследованиях, моделирующих нестационарные режимы нагружения твэлов, введен определенный в эксперименте «коэффициент импульсной утечки» C_i , равный от-

ношению количества вышедших за время такого процесса атомов нуклида ПД (R_i) к полному количеству атомов того же нуклида (B_i), нарабатанному и содержащемуся в объеме топливной композиции на данный момент времени.

Рассматриваемый процесс нагружений твэлов за время нескольких микросекунд (плотность делений до $3 \cdot 10^{13}$ дел./г UO_2) сопровождается разогревом топливной композиции до температур, при которых становится существенной температурно-зависимая утечка ПД из топлива. При этом время воздействия температуры ($T > 1500$ К) на топливо на четыре порядка больше времени облучения твэлов. Как показано в данной работе, это обеспечивает превосходство температурно-зависимой утечки над эффектами отдачи и испарения ПД в треках осколков деления.

ЭКСПЕРИМЕНТ

Исследовательский импульсный реактор «Гидра» относится к реакторам растворного типа [1]. Энерговыделение в растворе обеспечивается за счет «скачка положительной реактивности» при извлечении пускового стержня. Режим самогасящейся вспышки создается наличием отрицательного пустотного и температурного коэффициентов реактивности. Длительность и мощность импульса обеспечиваются за счет планового возвращения пускового стержня в активную зону.

В центральный экспериментальный канал реактора помещается ампульное устройство с модельным твэлом. Ампульное устройство представляет собой двухкорпусную разборную цилиндрическую конструкцию. Пространство между внешним и внутренним корпусами заполняется водой. Свободный объем внутреннего корпуса может частично, по условиям эксперимента, заполняться (или нет) водой, омывающей твэл. Свободный объем над уровнем воды содержит воздух при атмосферном давлении. Ампула имеет выводы для отбора проб, ее конструкция обеспечивает беспрепятственное осевое перемещение твэла в процессе импульсного облучения.

Объектом испытаний является модельный твэл, представляющий собой укороченный штатный твэл типа ВВЭР-1000. Общая длина модельного твэла составляет 300 мм, внутренний объем заполнен гелием. Давление гелия в твэлах 0,1 или 2,5 МПа. Оболочка твэла изготовлена из циркониевого сплава Э110, ее наружный диаметр — 9, толщина стенки — 0,6 мм. Топливный столб длиной 145—154 и диаметром 7,52—7,54 мм содержит 11—13 топливных таблеток из спеченной двуокиси урана с обогащением по ^{235}U 4,4 или 10%, плотностью 10,4—10,6 г/см³ (95% от теоретической).

Принцип действия системы пробоотбора основан на выравнивании давлений в ампуле и предварительно отвакуумированной системе пробоотбора. Объем цилиндрической емкости пробоотборника составлял 104 см³. В тракте пробоотбора (до пробоотборника) устанавливался двухкорпусный фильтродержатель со сменными пакетами аэрозольных (типа ФПП-17-1.5) и йодных фильтров (типа ФМСП), а также съемные участки тракта доставки проб газа для анализа осадений ПД на различных материалах магистрали системы пробоотбора.

Временная длительность проведения одного эксперимента с отбором проб, определяемая необходимой статистической точностью детектирования всех ПД (включая долгоживущие), находящихся в пробах, доходила до 15—20 сут. Через 15—16 ч после вспышки мощности реактора «Гидра» по условиям радиационной обстановки проводился отбор проб газа. Пробы воды брались через 6—7 дней. Для пробы № 11 был также осуществлен вырез кольцевого элемента из оболочки твэла напротив середины топливного столба для измерений осадений ПД на оболочку. Далее, в зависимости от активностей проб производились измерения их γ -излучения с различными про-

странственно-временными условиями (по мере уменьшения активности увеличивались длительности измерений и уменьшались расстояния детектор—пробоотборник).

Экспериментальное оборудование включало полупроводниковые Ge(Li) детекторы γ -излучения объемом 80, 60 и 40 см³ и многоканальные амплитудные анализаторы типа LP4900, УНО-1024-90. Разрешение γ -спектрометрической аппаратуры 5 кэВ по линии ⁶⁰Co.

Энергетическая калибровка ППД проводилась с использованием наборов ОСГИ. Определение абсолютной эффективности регистрации проводилось в реальной геометрии с использованием образцовых радиоактивных растворов ⁵⁷Co, ⁶⁰Co, ⁸⁰Y, ¹³⁷Cs.

РАСЧЕТНО-ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ «КОЭФФИЦИЕНТОВ ИМПУЛЬСНОЙ УТЕЧКИ» ИЗ МОДЕЛЬНОГО ТВЭЛА

Расчетно-экспериментальный метод определения коэффициентов утечки C при импульсном облучении модельного ТВЭла основан на сравнении числа отсчетов в фотопике аппаратурного распределения γ -излучения, измеренного в эксперименте, с расчетным значением числа событий для того же фотопика.

В основу расчета активностей нуклидов ПД в топливе положена модель представления ветвящихся цепочек распада в двухуровневом виде [4]. В работе [5] показано, что практически все реальные цепочки распада ПД можно представить в таком виде.

Качественная оценка теплового состояния топлива в модельном ТВЭле в первые секунды после импульсного облучения в экспериментах на реакторе «Гидра» в условиях быстрого адиабатического разогрева проводилась по формуле [6]

$$Q/M = \int_{T_0}^T C_p(t) dt, \quad (1)$$

где Q/M — отношение полного энергосодержания в топливе модельного ТВЭла к массе топлива; $T_0 = 300$ К — начальная температура топлива; T — искомая температура; $C_p(t)$ — теплоемкость топливной матрицы, для диапазона температур 298—2670 К задается уравнением [6]

$$C_p(t) = \frac{C_1 Q^2 \exp(Q/t)}{t^2 \{\exp(Q/t) - 1\}^2} + 2C_2 t + C_3 k \exp(-E/kt) \left[1 + \frac{t - T^*}{kt^2} E \right], \quad (2)$$

где $C_1 = 78,212$ Дж/(моль·К); $Q = 516,11$ К; $C_2 = 3,86 \cdot 10^{-3}$ Дж/(моль·К); $C_3 = 3,40 \cdot 10^8$ Дж/(моль·К); $E = 1,882$ эВ; $k = 8,6144 \cdot 10^{-5}$ эВ/К — постоянная Больцмана; $T^* = 298,15$ К; t — текущая температура.

Если $t > 2670$ К, то, как предложено в [6], $C_p = 167$ Дж/(моль·К).

Решение уравнения (1) проводилось итерацией величин T (при расчетах в рамках приближения данной модели в течение рассматриваемого времени не учитывались утечка тепла с границ топливных таблеток и неравномерность энергосодержания в объеме модельного ТВЭла).

УТЕЧКА ПРОДУКТОВ ДЕЛЕНИЯ ИЗ ТОПЛИВНОЙ КОМПОЗИЦИИ МОДЕЛЬНОГО ТВЭЛА

Температурно-независимая утечка. Как известно, утечка ПД за счет энергии отдачи [3, 7, 8], приобретаемой осколками при делении ядра урана при постоянной плотности делений, определяется как

$$\frac{R}{B} = \frac{\rho \cdot S}{4V}, \quad (1)$$

где ρ — средняя длина пробега осколка в решетке UO_2 ; S — геометрическая поверхность топлива; V — объем топлива.

Для нуклидов с атомным весом A порядка 130 пробег составит примерно 5 мкм [9], и температурно-независимая утечка R/B оценивается в $\approx 7,0 \cdot 10^{-4}$; для нуклидов с $A \approx 90$ $\rho \approx 9$ мкм [9] и $R/B \approx 1,2 \cdot 10^{-3}$ соответственно (для топливного столба модельного твэла $S/V \approx 0,6637$ 1/мм). Следует отметить, что отношение S/V может резко возрасти из-за растрескивания топливной матрицы при быстром ее разогреве и непосредственном контакте с охлаждающей средой (водой) в случае нарушения целостности оболочки твэла.

Осколок деления, пересекая поверхность зерна двуокиси урана, испаряет в среднем 24 молекулы UO_2 [7], или объем V , равный приблизительно 10^{-25} м³. В этом случае выделение R ПД с элемента поверхности S можно выразить формулой [8]

$$R = \Delta V_1 n a \cdot \frac{\rho WS}{4V}, \quad (2)$$

где n — объемная концентрация осколков деления в топливе 1/м³ (для испытаний на «Гидре» $n \approx 2,8 \cdot 10^{20}$ 1/м³); a — выход осколка на деление (1/дел.); W — число делений в твэле.

Учитывая, что $B = a \cdot W$, получаем общую утечку осколков деления за счет энергии отдачи:

$$\frac{R}{B} = \frac{\rho \cdot S}{4V} (1 + 4\Delta V_1 n). \quad (3)$$

Отметим, что величина $4\Delta V_1 n$ равна $\approx 1,12 \cdot 10^{-4}$ и, следовательно, эффект испарения не будет оставлять существенного вклада в вынос ПД по сравнению с кинетическим.

Так как топливные таблетки расположены в циркониевой оболочке, доля ПД, остающихся в кольцевом газовом зазоре и не внедрившихся в оболочку, оценивается во формуле [3]

$$C = \frac{R}{B} \left[\frac{h}{l} \left(2 - \frac{h}{l} \right) + 4\Delta V_1 n \right], \quad (4)$$

где R/B получено по формуле (1); h — толщина газового зазора; l — длина пробега осколка в газовой среде с учетом давления и температуры.

Для радиоактивных благородных газов и доли летучих ПД, не оседающих на внутренние поверхности оболочки модельного твэла, соотношение (4) дает вынос ПД из-под оболочки твэла.

Таким образом, температурно-независимая утечка составляет в нашем случае для

$$A = 90 \Rightarrow C = 1,2 \cdot 10^{-3} \cdot (8,0 + 1,12) \cdot 10^{-4} = 1,1 \cdot 10^{-6},$$

$$A = 130 \Rightarrow C = 7,0 \cdot 10^{-4} \cdot (4,5 + 1,12) \cdot 10^{-4} = 3,9 \cdot 10^{-7}$$

(давление гелия 1 атм);

$$A = 90 \Rightarrow C = 1,2 \cdot 10^{-3} \cdot (360 + 1,12) \cdot 10^{-4} = 4,3 \cdot 10^{-5},$$

$$A = 130 \Rightarrow C = 7,0 \cdot 10^{-4} \cdot (200 + 1,12) \cdot 10^{-4} = 1,4 \cdot 10^{-5}$$

(давление гелия 25 атм).

Как будет показано ниже, полученные в опыте значения утечек ПД на порядки выше.

Температурно-зависимая утечка продуктов деления. Температурно-зависимая утечка ПД рассматривается как совокупность двух процессов: собственно миграция в зернах двуокиси урана до межзеренных пор и дальнейшая межзеренная миграция ПД в свободную полость твэла [10].

Основное уравнение, с помощью которого описывается поведение ПД в топливе в диффузионном приближении [8]:

$$\frac{\partial N_i}{\partial t} = D_i \cdot \nabla^2 N_i - \lambda_i N_i, \quad (5)$$

где N_i — число атомов i нуклида в единице объема; λ_i — постоянная распада i нуклида; D_i — коэффициент диффузии.

В работе [3] для радиоактивных благородных газов рекомендуется значение коэффициента диффузии

$$D(T) = 7,8 \cdot 10^{-6} \exp(-71000/RT) \text{ [см}^2/\text{с]}, \quad (6)$$

где $R = 1,986 \text{ кал/(моль} \cdot \text{К)}$.

Следует заметить, что в настоящее время не существует достаточно надежно определенных коэффициентов диффузии для каждого из газообразных и летучих ПД [3, 10—14].

При температурах матрицы UO_2 2000—3000 К коэффициенты диффузии лежат в пределах 10^{-12} — $10^{-11} \text{ см}^2/\text{с}$. По оценкам из работ [8, 11] радиусы зерен двуокиси урана находятся в пределах 5—25 мкм. Диффузия ПД из зерен двуокиси урана, рассчитанная по рекомендуемым в работе [8] формулам, с учетом предположения о ее длительности в десятки секунд при ампульных испытаниях модельных твэлов, составляет 10^{-4} — 10^{-2} .

В этом рассмотрении кинетическим механизмом вылета с внешних поверхностей зерен можно пренебречь, поскольку осколок имеет малую вероятность остановиться в объеме поры как вследствие малого размера поры, так и в основном много меньшей плотности газа в поре по сравнению с плотностью двуокиси урана (плотность газа составляет $0,5 \text{ г/см}^3$ в случае $T = 2000 \text{ К}$ и давления 1000 атм при рассмотрении ксенона как идеального газа; плотность двуокиси урана 10 г/см^3), а также меньшего молекулярного веса газа по сравнению с UO_2 . В результате этого после пересечения поры осколок деления будет внедряться в топливную матрицу [8].

Выделением в межзеренные поры за счет миграции внутризеренных газовых пор можно также пренебречь. Даже полагая, что все образующиеся нуклиды находятся в порах, утечка при этом, оцениваемая по формуле $R/B = v \cdot t \cdot S^r/V^r$, где $v = 3 \cdot 10^{-13} \text{ м/с}$ [15], $t = 10 \text{ с}$, а S^r и V^r — площадь и объем зерна двуокиси урана соответственно, составит $3,6 \cdot 10^{-7}$.

Утечка ПД из межзеренных пор может осуществляться только из тех пор, которые уже до эксперимента имели сообщение с открытой поверхностью топливных таблеток, либо из пор, которые получили такой выход при тепловом нагружении топливной композиции.

Таким образом, без учета выделений ПД из межзеренных пор диффузионная утечка ПД может превышать утечку за счет энергии отдачи.

Поскольку коэффициенты диффузии зависят от температуры матрицы UO_2 , которая, в свою очередь, определяется удельным энерговыделением в объеме топлива, должна наблюдаться зависимость коэффициентов импульсного выноса C ПД от энерговыделения в твэлах. Поэтому в случае присутствия температурно-зависимого механизма выноса ПД зависимость C от полного энерговыделения в модельном топливе должна вести себя примерно как $\sqrt{D(T)}$ [3]. Причем если при сравнительно низких

температурах картина выноса ПД будет усложняться выносом за счет энергии отдачи, то при повышении температуры вклад температурно-зависимого механизма должен возрастать.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

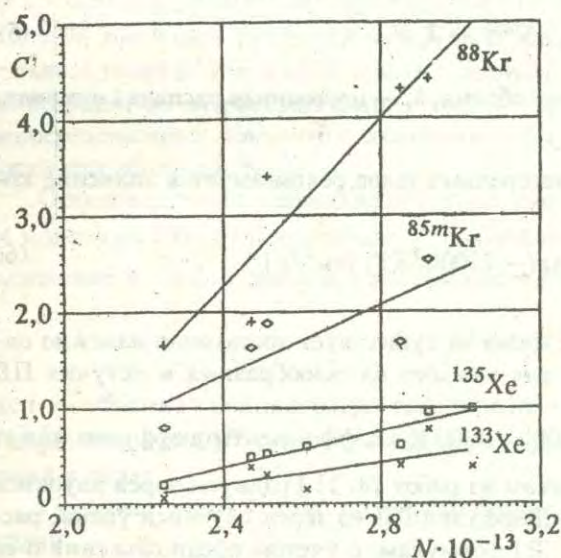


Рис. 1. Зависимость коэффициентов импульсного выноса C от удельного числа N делений на 1 г топлива

Однако в данной постановке эксперимента разделить температурно-независимую и температурно-зависимую утечки не представляется возможным, поскольку на оба эти процесса одинаково сильное влияние, по-видимому, оказывает растрескивание топливной матрицы (увеличивающее открытую поверхность), которое, в свою очередь, само является температурно-зависимым процессом.

Для сравнения концентраций ПД в воде и парогазовой фазе достаточно сравнить величины C , полученные для ПД в этих средах. Для радиоактивных йодов получены оценки отношений $C^I_{\text{вода}}/C^I_{\text{фильтр}}$, из которых видно, что в воде содержится йодов в 20—40 раз больше, чем в парогазовой среде ампулы (рис. 2), что характеризует растворимость йодов в воде и возможное осаждение на внутренние поверхности ампулы и трасс доставки в системе пробоотбора.

Табл. 2 выделяет результаты эксперимента с «внутренней ампулой без воды». В этой таблице для сравнения даны значения коэффициентов импульсного выноса, полученные в экспериментах «внутренняя ампула с водой» при близких значениях удельных энерговыделений в модельном твэле. Очевидно, что рост коэффициентов импульсного выноса происходит как за счет увеличения продолжительности нахождения топлива при высоких температурах, так и за счет отсутствия эффектов, связанных с взаимодействием ПД с водой.

^{*} В таблицах указана статистическая погрешность измерений. Систематическая погрешность определения коэффициентов импульсной утечки составляет 20% и обусловлена в основном погрешностями коэффициента пробоотбора, эффективностей регистрации γ -квантов, числа делений в топливе и наборов констант независимых выходов ПД. Погрешности на рис. 1—3 не указаны из-за их масштабов.

Т а б л и ц а 1. Коэффициенты импульсного выноса, полученные расчетно-экспериментальным методом, %

Номер пробы	UO ₂ , (дел./г)10 ⁻¹³	T, К	85mKr		88Kr		133Xe		135Xe		131I		140La + 140Ba		141Ce		132Te + 132I		131I		133I		135I		137Cs	
			в ГЭС	в ГЭС	в ГЭС	в ГЭС	в ГЭС	в ГЭС	в ГЭС	в ГЭС	в воде	в воде	в воде	в воде	в воде	в воде	в воде	в воде	Фильм	Фильм	Фильм	Фильм	Фильм	Фильм	Фильм	Фильм
12	2,25	2250	0,80 ± ±0,02	1,65 ± ±0,08	1,65 ± ±0,08	0,06 ± ±0,002	0,20 ± ±0,003	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
33	2,47	2390	1,63 ± ±0,13	1,9 ± ±0,9	1,9 ± ±0,9	0,38 ± ±0,09	0,49 ± ±0,09	3,7 · 10 ⁻³ ± ±0,3 · 10 ⁻³	0,02 ± ±0,006	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
38	2,51	2410	1,88 ± ±0,06	3,4 ± ±0,5	3,4 ± ±0,5	0,300 ± ±0,006	0,52 ± ±0,03	1,45 · 10 ⁻² ± ±0,06 · 10 ⁻²	0,03 ± ±0,005	0,128 ± ±0,006	0,53 ± ±0,06	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
15	2,61	2470	—	—	—	0,25 ± ±0,01	0,60 ± ±0,05	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
26 ^{*)}	2,61	2470	3,50 ± ±0,07	4,36 ± ±0,13	4,36 ± ±0,13	—	1,750 ± ±0,002	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
42	2,85	2600	1,68 ± ±0,13	4,3 ± ±0,3	4,3 ± ±0,3	0,400 ± ±0,004	0,61 ± ±0,05	1,69 · 10 ⁻² ± ±0,06 · 10 ⁻²	0,970 ± ±0,013	0,134 ± ±0,003	0,44 ± ±0,05	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
41	2,92	2630	2,53 ± ±0,05	4,4 ± ±0,4	4,4 ± ±0,4	0,77 ± ±0,02	0,96 ± ±0,18	4,9 · 10 ⁻² ± ±0,3 · 10 ⁻²	0,103 ± ±0,006	0,124 ± ±0,006	0,98 ± ±0,06	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
16	3,03	2680	—	—	—	0,390 ± ±0,008	1,00 ± ±0,01	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—

^{*)} Проба 26 была взята после испарения в ампуле без воды.

Т а б л и ц а 2. Коэффициенты импульсного выноса для экспериментов «ампула с водой» и «ампула без воды», %

Вид эксперимента	UO ₂ (дел./г) · 10 ⁻¹³	Оценка температуры, К	Нуклид	
			¹³⁵ Xe (пробоотборник)	¹³⁵ I (фильтры)
«Ампула с водой»	2,47	2380	0,49±0,09	(1,61±0,53)10 ⁻⁴
«Ампула с водой»	2,61	2470	0,60±0,05	
«Ампула без воды»	2,61	2470	1,75±0,02	(1,01±0,10)10 ⁻²

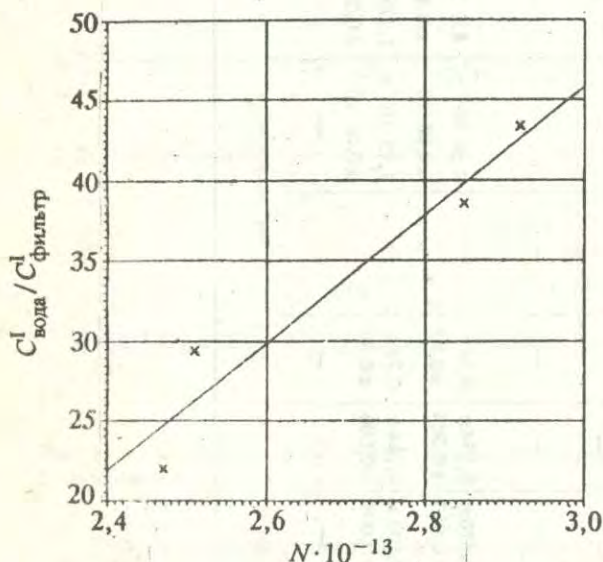


Рис. 2. Зависимость $C^I_{\text{вода}} / C^I_{\text{фильтр}}$ от удельного числа N делений на 1 г топлива

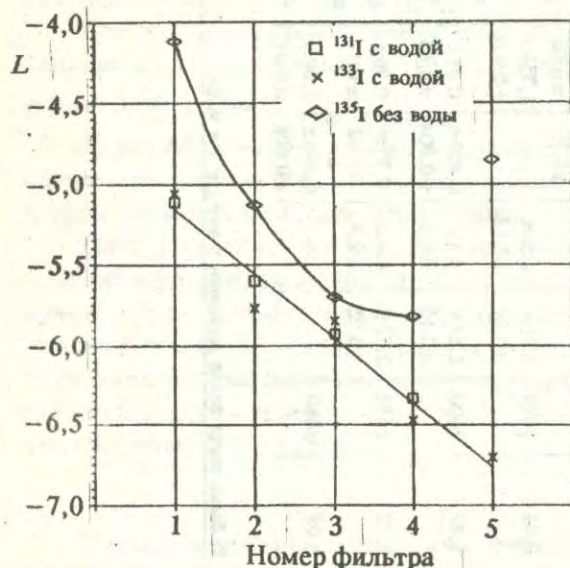


Рис. 3. Распределение логарифмов L активностей йодов в терминах S по йодным фильтрам

Приведем результаты измерений доли ядер некоторых ПД (в процентах), внедрившихся либо осевших на внутренней поверхности оболочки модельного твэла, для $^{95}\text{Zr} - 5,63 \cdot 10^{-3}$; $^{103}\text{Ru} - 3,22 \cdot 10^{-3}$; $^{141}\text{Ce} - 2,41 \cdot 10^{-3}$; $^{144}\text{Ce} - 8,05 \cdot 10^{-3}$.

Как отмечалось выше, поскольку активности вынесенных ПД прямо пропорциональны коэффициентам импульсного выноса C , для большей наглядности распределения активностей по йодным фильтрам в экспериментах «ампула с водой» и «ампула без воды» представлены в логарифмах значений C (рис. 3). Формы этих распределений свидетельствуют, что в случае «ампула с водой» осаждение йодов на фильтры идет по экспоненциальному закону с одним постоянным коэффициентом осаждения. Подобный характер фильтрации, по-видимому, может протекать при прохождении через фильтроматериал только одной компоненты из всей совокупности различных форм йодных соединений. Мы полагаем, что такой формой может являться та, у которой отсутствует электростатическое осаждение за счет поляризации электронных оболочек.

Именно такой сложный характер осаждения наблюдается в эксперименте типа «ампула без воды», где все образовавшиеся йодные соединения без растворения в воде поступают к пакету фильтров.

Относительно прохождения смеси ПД в свободный объем ампулы из топливных таблеток следует

заметить, что при быстром разогреве модельного твэла начинается приповерхностное кипение воды у его оболочки. Именно через эту область кипения происходит истечение газообразных и летучих ПД при разрыве оболочки твэла и их перемещение вместе с пузырьками пара. ПД частично выносятся в свободный объем ампулы, а частично остаются в воде как за счет сложных физико-химических процессов в воде и паровоздушной среде, так и при прохождении их двух сред заряженными частицами в присутствии радиационных полей.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Создана расчетно-экспериментальная модель определения коэффициентов импульсного выноса C ПД из топливных таблеток твэлов ВВЭР.

Определены в эксперименте коэффициенты импульсного выноса ПД для диапазона значений удельного числа делений $(2+3) \cdot 10^{13}$ дел./г UO_2 .

Обнаружено в эксперименте и обосновано наличие температурно-зависимой утечки ПД в проведенных испытаниях.

Построены зависимости отношений $C^I_{\text{вода}} / C^I_{\text{фильтр}}$ от удельного числа делений в таблетке UO_2 . Сделана оценка осадений ПД на внутреннюю поверхность оболочки модельного твэла.

Показано, что отсутствие воды в экспериментальной ампуле существенно увеличивает концентрацию ПД в свободном объеме ампулы за счет отсутствия растворения ПД в воде и большей длительности процесса температурно-зависимой утечки по сравнению с экспериментами типа «ампула с водой».

Получены распределения активностей по йодным фильтрам для ампулы с водой и без нее. Полагается различие в формах I, осевших на фильтры: в первом случае к йодным фильтрам доходит, по-видимому, только молекулярный йод; во втором случае — некоторая совокупность различных форм йодных соединений.

Полученные результаты могут быть использованы для оценки радиационной обстановки при аварийных ситуациях на критсборках и при обращении с необлученным топливом реакторов ВВЭР: транспортировка, хранение, перегрузка.

Дальнейшим развитием эксперимента представляется:

- проведение ампульных исследований предварительно облученного ядерного топлива (после необходимой выдержки), одной из конечных целей которых является создание банка данных по коэффициентам импульсной утечки из топлива с различным выгоранием;

- определение параметров образующихся в эксперименте радиоактивных аэрозолей, а также форм и соединений образующихся ПД.

ЗАМЕЧАНИЯ ОТНОСИТЕЛЬНО КОЭФФИЦИЕНТОВ ИМПУЛЬСНОЙ УТЕЧКИ И МЕТОДИКИ ИХ ПРИМЕНЕНИЯ

Поскольку методика расчетно-экспериментального определения коэффициентов импульсной утечки предполагает сравнение экспериментального и расчетного чисел событий в фотопике, соответствующем одному из последних нуклидов в цепочке изомерных радиоактивных переходов (независимый выход на деление подобного нуклида, как правило, мал), то следует всегда помнить, что такой коэффициент импульсной утечки относится ко всей изомерной цепочке, а не только к рассматриваемому радионуклиду.

В настоящее время существует целая группа расчетных программ для определения утечки ПД из топливных композиций в процессе аварии с потерей теплоносителя

(аварии типа LOCA), например CORSOR [16], VICTORIA [17] и др. Подобные аварийные последовательности характеризуются достаточно большими длительностями развития процессов утечки ПД (часы), и, как правило, соответствующие им программы, построенные на основе разнообразных наборов экспериментально определенных параметров и расчетных моделей утечки ПД, нацелены в первую очередь на описание длительных процессов. Что касается области быстротечных реактивных аварий (аварий типа RIA), то авторам до настоящего времени не известны какие-либо программы описания утечки ПД в этом случае. Вместе с тем применение упомянутых выше расчетных программ для аварий типа RIA вызывает большое сомнение или требует дополнительных исследований из-за самой идеологии, заложенной в них при создании. Более целесообразной, на наш взгляд, была бы разработка комплексной двухкомпонентной программы расчета утечки ПД из топливных композиций. Одна ветвь такой программы — на основе уже существующих моделей — отвечала бы за долготечные аварийные процессы, а другая — на основе экспериментальных импульсных коэффициентов утечки — за быстрые. Данный подход является более простым и надежным, чем попытки адаптации к авариям типа RIA множества параметров и моделей, описывающих аварии типа LOCA.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Смирнов А.И., Талызин В.М., Хвостинцев В.Е. Растворный реактор для активационного анализа: Препринт ИАЭ-1962. — М., 1968.
2. Курчатов И.В., Фейнберг С.М., Доллежал Н.А. и др. Импульсный графитовый реактор ИГР: Доклад № 322а на Третьей междунар. конф. по широкому использованию атомной энергии (Женева, 1964).
3. Ластман Б. Радиационные явления в двуокиси урана. — М.: Атомиздат, 1964.
4. Медведовский Л.И., Старизный Е.С., Черкашин В.А. и др. Математическая модель для расчета концентраций ПД и энерговыделений в циркулирующем ядерном топливе. — Атомная энергия, 1979, т. 47, вып. 3, с. 184.
5. Лобода С.В., Чарнко В.Е. Вынос продуктов деления из топливного раствора гомогенного импульсного реактора типа ИИН. — ВАНТ. Сер. Импульсные реакторы и простые критические сборки, 1988, вып. 1, с. 13.
6. Финк Дж., Часанов М., Лейбовиц Л. Теплофизические свойства двуокиси урана. — Атомная техника за рубежом, 1982, № 11, с. 20.
7. Лаптев Л.М., Эршлер Б.В. — Атомная энергия, 1956, т. 1, № 4, с. 63.
8. Лузанова Л.М., Славягин П.Д. Выход радиоактивных ПД из негерметичных твэлов на основе спеченной двуокиси урана: Препринт ИАЭ-3723/4. — М., 1983.
9. Eichenberg J.D., Frank P.W., Kisiel T.J., Lustman B., Vogel K.H. Effects of irradiation on bulk uranium dioxide. — In: Fuel Elements Conference. — Paris, March 1958, p. 616.
10. Дегальцев Ю.Г., Пономарев-Степной Н.Н., Кузнецов В.Ф. Поведение высокотемпературного ядерного топлива при облучении. — М.: Энергоатомиздат, 1986.
11. Asmolov V.G. et al. Results of the testing of fuel elements of the WVER-1000 type in simulated accident conditions with rising reactivity on pulsed IGR and «Gidra» reactors. — In: Proc. of intern. symp. in Sorrento (21—25 March). — IAEA-SM-296/116, 1988.
12. Четчин Ю.В., Яншин Е.К., Сидоркин В.Н. Очистка радиоактивных газообразных отходов АЭС. — М.: Энергоатомиздат, 1986.
13. Ogawa I., Fukuda R., Sekino H., Numata M., Ikawa K. Release of metal fission products from UO_2 . — J. Nucl. Mater., 1985, vol. 135, № 1, p. 1.
14. Friskney C.A., Turnbull J.A. The Characteristics gas release from uranium dioxide during irradiation. — J. Nucl. Mater., 1979, vol. 79, № 1.
15. Backer C. — J. Nucl. Mater., 1977, vol. 71, № 1, p. 117.
16. Technical Bases for Estimating Fission Product Behavior During LWR Accidents. — NUREC-0772 (June 1981).
17. Heames T.J., Williams D.A. et al. VICTORIA: A Mechanistic Model of Radionuclide Behavior in the Reactor Coolant System Under Severe Accident Condition. — NUREC/CR-5545, SAND90-0756.

Статья поступила в редакцию

3 июля 1992 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Физика ядерных реакторов, 1994, вып. 4, с. 67—76.

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

С е р и я: Физика ядерных реакторов

Выпуск 4

Ответственный за выпуск С.М. Зарицкий

Редактор Г.Я. Кармадонова

Технический редактор С.К. Сведлова

Корректор В.П. Горячева

Подписано в печать 02.02.95. Формат 70×108/16

Печать офсетная. Усл. печ. л. 7,4. Уч.-изд. л. 6,65+0,2 вкл.

Тираж 250. Индекс 3646. 9 статей. Заказ 208

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

7600p

Индекс 3646

Вопросы атомной науки и техники
ISSN 0205—4671. Сер. Физика ядерных реакторов, 1994, вып. 4, 1—76