НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР «КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ»

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ»

## ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

СЕРИЯ:

Физика

ядерных реакторов

выпуск



НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР «КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ»

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ»

# ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

**СЕРИЯ:** ФИЗИКА ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ

Издается с 1989 г.

ВЫПУСК 4

2020

Журнал «Вопросы атомной науки и техники» был учрежден в 1970 году Министерством среднего машиностроения СССР и включал в себя несколько серий по различным направлениям атомной отрасли. До 1989 года статьи по проблематике физики ядерных реакторов публиковались в выпусках «Физика и методы расчета ядерных реакторов» (с 1981 года, ИАЭ им. И. В. Курчатова) и «Динамика ядерно-энергетических установок» (НИИМеханики ННГУ) в составе серии «Физика и техника ядерных реакторов», а также в серии «Импульсные реакторы и простые критические сборки» (ВНИИЭФ). В настоящее время издание указанных выпусков и серии прекращено, и статьи по соответствующей тематике публикуются в журнале «Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика ядерных реакторов» (ВАНТ. ФЯР), учрежденном в 1989 году Национальным исследовательским центром «Курчатовский институт».

Свидетельство о регистрации средства массовой информации ВАНТ. ФЯР – ПИ № ФС77-66041 от 10.06.2016. Международный классификатор – ISSN 0205-4671.

Подписной индекс **32067** в каталоге «Газеты. Журналы» Агентства «Роспечать». Выходят пять выпусков в год.

#### Тематика журнала ВАНТ. ФЯР:

ядерные реакторы и ядерно-энергетические установки (ЯЭУ) различного типа и назначения, импульсные реакторы, критические сборки; теория ядерных реакторов и ЯЭУ, методы расчета, вычислительные программы; экспериментальные методы, приборы и установки; расчетно-теоретические и экспериментальные исследования ядерных реакторов и ЯЭУ; динамика ядерных реакторов и ЯЭУ, контроль и управление; ядерная безопасность; радиационная защита; радиационная безопасность; гидродинамика и теплообмен; физико-технические проблемы ЯЭУ; исследования характеристик материалов и их изменения под воздействием облучения; обеспечение безопасной эксплуатации АЭС и других ядерных установок; топливный цикл ядерной энергетики; отдельные аспекты и общие проблемы ядерной энергетики.

Тематика журнала соответствует специальностям 01.04.01, 01.04.14, 05.13.18, 05.14.03 и 05.26.05 Номенклатуры специальностей научных работников.

Рукописи, поступающие в редакцию журнала, рецензируются.

Журнал включен в Перечень рецензируемых научных изданий ВАК, в которых должны быть опубликованы основные научные результаты диссертаций на соискание ученых степеней кандидата и доктора наук.

Электронные копии журнала находятся в базе данных Научной электронной библиотеки www.elibrary.ru и на сайте НИЦ «Курчатовский институт» http://nrcki.ru/catalog/index.shtml?g\_show=37331

Журнал включен в Российский индекс научного цитирования (РИНЦ).

С 2011 года статьи из журнала публикуются в переводе на английский язык в специальных выпусках журнала «Physics of Atomic Nuclei» (перевод Российского журнала «Ядерная физика»), издаваемого компанией PLEIADES PUBLISHING Ltd (ISSN: 1063-7788 печатная версия, ISSN: 1562-692Х электронная версия). Журнал «Physics of Atomic Nuclei», включая выпуски с переводными статьями из журнала «Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика ядерных реакторов», индексируется в Web of Science, SCOPUS, Science Citation Index, INIS Atomindex и др.

#### Редакционная коллегия:

Главный редактор – Ю. М. Семченков (НИЦ «Курчатовский институт»).

Заместители главного редактора: С. М. Зарицкий (НИЦ «Курчатовский институт»),

В. Ф. Колесов (ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ»), В. М. Махин (АО ОКБ «ГИДРОПРЕСС»).

Секретариат: Е. А. Старостина (НИЦ «Курчатовский институт»), Е. В. Куличкова (ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ»), Н. А. Ясколко (АО ОКБ «ГИДРОПРЕСС»).

Члены редколлегии: П. Н. Алексеев, Е. В. Бурлаков, В. Е. Велихов, А. Ю. Гагаринский, А. А. Ковалишин,

Н. Е. Кухаркин, М. П. Лизоркин, В. А. Павшук, В. А. Сидоренко (НИЦ «Курчатовский институт»);

С. В. Воронцов, А. С. Кошелев, В. Х. Хоружий (ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ»);

А. В. Лукин, Ю. А. Соколов (ФГУП «РФЯЦ-ВНИИТФ»);

А. Н. Шмелев, Н. В. Щукин (НИЯУ МИФИ);

Ю. А. Безруков, А. А. Николаев, В. П. Семишкин, М. А. Увакин, А. Н. Чуркин (АО ОКБ «ГИДРОПРЕСС»).

#### При перепечатке и цитировании ссылка на журнал обязательна.

Перепечатка материалов допускается только с письменного разрешения редакции.

© НИЦ «Курчатовский институт», 2020 © ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2020

#### СОДЕРЖАНИЕ

Пикулев А. А., Волгутов В. Ю., Шлячков Н. А., Юнин Д. А., Дягель А. Р., Жилкина О. А., Беспалова Е. Н.,	
Голубева В. Н. Разработка и испытания макета системы ката- литической рекомбинации радиолитического газа, образующегося в топливном растворе исследовательских ядерных реакторов	4
Колесов В. Ф., Ганичев А. Н. Оперативный анализ флуктуаций мощности в реакторах со слабым источником	17
Сизов А. Н., Гречушкин В. Б., Хоружий В. Х. Радиолитическое кипение растворного гомогенного реактора в статическом режиме работы	38
Демьянов С. А., Картанов С. А., Колесов В. Ф., Кораблев С. А., Лопухов Н. В., Пикулев А. А., Плузян К. Г., Сизов А. Н. Комплексный расчет растворного импульсного ядерного реактора ВИР-2М	44
Богомолова Л. С., Варавин Д. А., Дьянов Д. Ю., Казанцев А. В., Лопухов Н. В., Маслов Е. Е., Плузян К. Г., Романов В. И., Филатов П. Н., Шошин С. В. Расчеты динамического деформирования блоков реактора БР-К1М	68

#### CONTENTS

	Pikulev A. A., Volgutov V. Yu., Shlyachkov N. A., Yunin D. A., Dyagel' A. R., Zhilkina O. A., Bespalova Ye. N., Golubeva V. N.	
ı a f r	aimed at catalytic recombination of radiolytic gas formed in a fuel solution of research nuclear reactors	4
<b>I</b> ( V	Kolesov V. F., Ganichev A. N. On-line analysis of power fluctuations in reactors with a weak source	17
S H H r	Sizov A. N., Grechushkin V. B., Khoruzhy V. Kh. Radiolytic boiling during solution homogeneous reactor operation in static mode	38
I I I C r	Dem'yanov S. A., Kartanov S. A., Kolesov V. F., Korablev S. A., Lopukhov N. V., Pikulev A. A., Pluzyan K. G., Sizov A. N. Complex calculations of solution pulsed nuclear reactor VIR-2M	44
I I I S I F	Bogomolova L. S., Varavin D. A., D'yanov D. Yu., Kazantsev A. V., Lopukhov N. V., Maslov Ye. Ye., Pluzyan K. G., Romanov V. I., Filatov P. N., Shoshin S. V. Dynamic deformation calculation of reactor BR-K1M blocks	68

#### РАЗРАБОТКА И ИСПЫТАНИЯ МАКЕТА СИСТЕМЫ КАТАЛИТИЧЕСКОЙ РЕКОМБИНАЦИИ РАДИОЛИТИЧЕСКОГО ГАЗА, ОБРАЗУЮЩЕГОСЯ В ТОПЛИВНОМ РАСТВОРЕ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИХ ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ

#### А. А. Пикулев, В. Ю. Волгутов, Н. А. Шлячков, Д. А. Юнин, А. Р. Дягель, О. А. Жилкина, Е. Н. Беспалова, В. Н. Голубева

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», г. Саров Нижегородской обл.

Статья поступила в редакцию 07.07.2020, после доработки – 30.09.2020, принята к публикации – 20.11.2020

Разработан макет системы каталитической рекомбинации (СКР) радиолитического газа, образующегося в топливном растворе гомогенного исследовательского ядерного реактора (ИЯР). Макет СКР состоит из каталитического блока, воздушного компрессора, конденсаторов паров воды, имитатора надтопливного пространства ИЯР, в котором происходит накопление водородно-кислородной смеси, и системы регистрации данных с датчиками водорода, давления и температуры. В каталитическом блоке использованы гранулированные палладиевые катализаторы промышленного изготовления и катализаторы, изготовленные в РФЯЦ-ВНИИЭФ. Проведены исследования эффективности каталитической рекомбинации водородно-кислородной смеси при скорости ее поступления 0,45 дм<sup>3</sup>/мин и скоростях циркуляции парогазовой смеси в макете СКР 4,5 и 9,0 дм<sup>3</sup>/мин в зависимости от количества каталитических сегментов в каталитическом блоке. Установлена динамика изменения концентрации водорода до и после каталитического блока, давления в газовом контуре макета СКР и температуры каталитических сегментов.

Ключевые слова: растворные ядерные реакторы, радиолиз топливного раствора, система каталитической рекомбинации водорода, испытательный стенд, каталитический блок, палладиевый катализатор, каталитическая утилизация радиолитического газа.

**DEVELOPMENT AND TESTING OF A MODEL OF A SYSTEM AIMED AT CATALYTIC RECOMBINATION OF RADIOLYTIC GAS FORMED IN A FUEL SOLUTION OF RESEARCH NUCLEAR REACTORS / A. A. PIKULEV, V. Yu. VOLGUTOV, N. A. SHLYACHKOV, D. A. YUNIN, A. R. DYAGEL', O. A. ZHILKINA, Ye. N. BESPALOVA, V. N. GOLUBEVA // There is developed a model of a system aimed at catalytic recombination of radiolytic gas (SKR) formed in a fuel solution of a homogeneous research nuclear reactor (IYaR). The model of SKR consists of a catalytic block, air compressor, air vapor condenser, IYaR above-fuel space simulator where there takes place accumulation of hydrogen-oxygen mixture and the systems of data registration with hydrogen, pressure and temperature sensors are applied. In the catalytic block there are used industrially prepared granular palladium catalysts as well as catalysts produced in RFNC-VNIIEF. There were performed the researches of efficiency of hydrogen-oxygen mixture catalytic recombination at a rate of its ingress equal to 0.45 dm<sup>3</sup>/min and circulation rates of vapor-gas mixture in the SKR model equal to 4.5 µ 9.0 dm<sup>3</sup>/min depending on the number of catalytic segments in the catalytic block. There was determined the dynamics of hydrogen concentration variation ahead of and behind the catalytic block, pressure in the gas contour and temperature in the catalytic segments.** 

**Key words:** solution nuclear reactors, fuel solution radiolysis, system of hydrogen catalytic recombination, test-bench, catalytic block, palladium catalyst, catalytic utilization of radiolytic gas.

#### Введение

Растворные ИЯР являются одним из эффективных инструментов для проведения исследований и испытаний материалов, приборов и узлов конструкций на радиационную стойкость при их разработке, а также для получения изотопов, используемых в разных сферах медицинской и научно-технической деятельности: <sup>99</sup>Mo, <sup>89</sup>Sr, <sup>133</sup>Xe, <sup>131</sup>I и др.

В качестве ядерного топлива в растворных ИЯР используют водные растворы солей урана – так называемый топливный раствор [1, 2]. В процессе работы растворного ИЯР на мощности в топливном растворе под действием осколков деления урана происходит интенсивный радиолиз воды с образованием водородно-кислородной смеси [3, 4]:

$$2H_2O \rightarrow 2H_2 + O_2,$$
  
$$2H_2O \rightarrow H_2 + H_2O_2.$$

Радиолиз воды из состава топливного раствора приводит к двум негативным эффектам: 1) накоплению в корпусе активной зоны (АЗ) ИЯР радиолитического водорода и кислорода, сопровождающемуся постепенным ростом давления; 2) уменьшению количества воды в топливном растворе, вследствие чего увеличивается концентрация урана и изменяются нейтронно-физические параметры АЗ. Кроме того, если не принимать никаких мер, с течением времени концентрация водорода может превысить нижний предел взрывобезопасности и, в результате взрыва, привести к разгерметизации корпуса АЗ ИЯР [5–7]. Применяемые в настоящее время системы утилизации радиолитического газа, реализующиеся посредством искрового воспламенения на ИЯР ВИР-2М, ЯГУАР, ИГРИК и ИГРИК-2 [2], или системы пассивной каталитической рекомбинации водорода реакторов «Аргус» и «Аргус-М» [8–13] существенно ограничивают их облучательные возможности и эксплуатационные характеристики.

Утилизация радиолитического газа искровым воспламенением приводит к резкому падению давления в корпусе реактора и, как следствие, значительным провалам мощности. Это связано с резким расширением пузырьков радиолитического газа, находящихся в топливном растворе, приводящим к снижению плотности топлива и, в результате, к уменьшению реактивности АЗ. Кроме того, при резком уменьшении давления в корпусе реактора возможно паровое вскипание топливного раствора и временный переход ИЯР в подкритическое состояние [1]. Дополнительной проблемой является вероятность несрабатывания системы воспламенения, в результате чего радиолитический газ приходится сбрасывать из корпуса АЗ реактора в специальную емкость выдержки.

В качестве примера на рис. 1. представлена зависимость мощности реактора ВИР-2М и давления в надтопливном пространстве от времени. Моменты провалов мощности и давления соответствуют моментам сжигания гремучего газа.



Рис. 1. Мощность реактора ВИР-2М (—) и давление в надтопливном пространстве АЗ (----) в зависимости от времени

Гомогенные ИЯР, оснащенные системой пассивной каталитической рекомбинации водорода (ПКР), также имеют ряд недостатков:

– ПКР использует эффект гравитационной тепловой конвекции, поэтому для создания необходимой скорости циркуляции парогазовой смеси система должна иметь большую высоту (около 3 м для ИЯР «Аргус» и 4 м для ИЯР «Аргус-М»). Размеры системы ПКР создают значительные неудобства при обеспечении ее биологической защиты, а также при проведении работ по обслуживанию (замена катализатора, датчиков температуры и давления);

– создаваемый в ПКР перепад давления не позволяет использовать катализаторы со средним и высоким газодинамическим сопротивлением (например, гранулированные катализаторы), а также исключает возможность использования дополнительных элементов, повышающих эффективность работы системы (в частности, защитных фильтров для улавливания короткоживущих изотопов и каталитических ядов);

– отсутствие управления скоростью циркуляции газовой смеси может привести к возникновению опасных режимов работы ПКР, при которых концентрация водорода в надтопливном пространстве корпуса ИЯР может превысить нижний предел взрывобезопасности, привести к разгерметизации корпуса реактора или ПКР и выходу радиоактивных аэрозолей в реакторные помещения.

Избавиться от недостатков, присущих как системе искрового поджига гремучего газа, так и системе ПКР, позволяет система каталитической рекомбинации водорода (СКР) с принудительной прокачкой парогазовой смеси. Такая система является универсальной и позволяет в широких пределах варьировать режимы работы ИЯР.

Использование СКР с принудительной прокачкой при работе растворного ИЯР в статическом режиме позволит, с одной стороны, избавиться от провалов мощности реактора и стабилизировать термодинамические параметры топлива и парогазовой среды, а с другой – использовать катализаторы с низким, средним или высоким газодинамическим сопротивлением и гарантировать обеспечение взрывобезопасности во всем рабочем диапазоне.

Целью настоящей работы являлось создание макета СКР с принудительной прокачкой парогазовой среды и экспериментальное определение возможности использования предложенной СКР в составе растворных ИЯР для повышения их облучательных возможностей и улучшения эксплуатационных характеристик.

#### 1. Состав и общее описание работы СКР

Схема газового тракта СКР растворного ИЯР представлена на рис. 2. В состав СКР входят следующие основные элементы:

1) запорная арматура (клапаны или задвижки высокого давления), отсекающая тракт СКР от корпуса АЗ во время работы ИЯР в импульсном режиме (для импульсных ИЯР);

 2) холодильник № 1. Выполняет охлаждение парогазовой смеси и конденсацию паров воды, поступающих из корпуса АЗ с целью снижения в ней влагосодержания;

3) каталитический блок. Осуществляет каталитическую рекомбинацию радиолитических водорода и кислорода на поверхности каталитических элементов;

4) холодильник № 2. Осуществляет охлаждение парогазовой смеси, нагретой после каталитического блока;

5) насос. Обеспечивает циркуляцию парогазовой смеси из корпуса АЗ в каталитический блок и обратно, т. е. создает гидравлический напор, необходимый для прокачки парогазовой смеси по тракту СКР;

6) система датчиков (температуры, давления и водорода).



Рис. 2. Схема газового тракта СКР с принудительной циркуляцией

Цикл работы СКР состоит из следующих стадий:

1) поступление парогазовой смеси (содержит основной компонент – воздух, радиолитические водород и кислород, а также пары воды) из корпуса АЗ во входной патрубок СКР и далее в холодильник № 1;

2) охлаждение парогазовой смеси в холодильнике № 1 с целью снижения температуры и влагосодержания;

 поступление парогазовой смеси в каталитический блок с целью рекомбинации водорода и кислорода;

4) реакция взаимодействия водорода с кислородом ( $2H_2 + O_2 = 2H_2O$ ) на каталитических элементах с образованием на выходе из каталитического блока парогазовой смеси с низким содержанием водорода;

5) охлаждение парогазовой смеси в холодильнике № 2 с целью снижения температуры и влагосодержания;

6) возвращение очищенной от водорода и охлажденной парогазовой смеси и сконденсированной воды в корпус АЗ.

## 2. Расчетная теплогидравлическая модель СКР

Для предварительного определения термодинамических и гидравлических параметров СКР, необходимых для безопасной утилизации радиолитического газа, была разработана расчетная модель газового контура СКР и проведен цикл параметрических расчетов.

Расчет проводили для газа, состоящего из воздуха (объемная доля 78 %) и водяного

пара (объемная доля 22 %), циркулирующих в газовом контуре СКР. Температура паровоздушной смеси в корпусе АЗ составляла 60 °С, относительная влажность – 100 %. При проведении расчетов полагалось, что выход радиолитического газа для раствора уранил-сульфата с концентрацией ~70 г/л в воде (параметры топлива ИЯР ВИР-2М) составляет 4,5 л/МДж [3].

В расчетной модели гидравлическим сопротивлением радиолитических газов ввиду их малых концентраций пренебрегали и считали, что динамическая вязкость смеси имеет аддитивный характер, а стенки трубопроводов являются абсолютно гладкими.

В качестве примера на рис. 3 представлены результаты расчета гидравлических потерь  $\Delta P$ , температуры катализатора *T*, концентрации водорода  $C_{\rm H_2}$  при работе растворного ИЯР в статическом режиме на мощности 15 и 30 кВт в зависимости от скорости прокачки парогазовой смеси в контуре СКР.

Результаты проведенных расчетов показали, что для обеспечения взрывобезопасной концентрации водорода (объемная доля – не более 4 %) скорость прокачки парогазовой смеси в контуре СКР при работе реактора на мощности 15 кВт должна быть не менее 7  $m^{3}/ч$ , а для мощности ректора 30 кВт – не менее 12  $m^{3}/ч$ .

Результаты расчетов по разработанной теплогидравлической модели были использованы для определения параметров прокачного устройства и каталитического блока макета СКР, обеспечивающих концентрацию водорода на взрывобезопасном уровне.

#### 3. Разработка макета СКР и постановка эксперимента

#### 3.1. Разработка макета каталитического блока

Основным элементом макета СКР являлся каталитический блок. В настоящей работе были проведены эксперименты с двумя типами катализаторов:

– промышленным гранулированным палладиевым катализатором К-ПГ с массовой долей палладия 1,8–2,0 %;



Рис. 3. Зависимости гидравлических потерь *ΔP* (▲), температуры катализатора *T* (■) и концентрации водорода *C*<sub>H<sub>2</sub></sub> (●) от скорости прокачки парогазовой смеси в контуре СКР при работе растворного ИЯР в статическом режиме: — – 30 кВт; ---- – 15 кВт

– разработанным в ИЯРФ РФЯЦ-ВНИИЭФ гранулированным палладиевым катализатором (КАП) с массовой долей палладия 0,2, 0,6 и 1,0 % (КАП-02, КАП-06 и КАП-10). Катализаторы КАП с разной массовой долей палладия использовали для выравнивания теплового фронта и снижения температуры каталитических элементов в каталитическом блоке.

Отработку лабораторной технологии изготовления гранулированных палладиевых катализаторов КАП проводили методом пропитки гранул оксида алюминия [14]. Процесс изготовления катализаторов КАП состоял из трех стадий:

– определения удельной влагоемкости гранул оксида алюминия;

 пропитки палладиевым раствором гранул оксида алюминия;

 восстановления палладия на поверхности керамических гранул оксида алюминия.

Восстановление керамических гранул, пропитанных палладиевым раствором, проводили при температуре 300 °С в потоке аргон-водородной смеси в течение 5 часов, а затем выдерживали при температуре 600 °С в течение одного часа.

Массовую долю палладия в катализаторе определяли методом атомно-эмиссионной спектрометрии с возбуждением проб в аргоновой высокочастотной индукционной плазме (АЭС-ИСП). Массовая доля палладия в катализаторах составила:

 $KA\Pi - 02 - (0,160 \pm 0,024) \%,$ 

 $KA\Pi$ -06 – (0,634 ± 0,095) %,

KAΠ-10 –  $(1,05 \pm 0,16)$  %.

После изготовления катализатора КАП была проведена сборка каталитических элементов. Они представляли собой металлические сетки, в ячейки которых устанавливали гранулы катализатора К-ПГ или КАП. Сборка из 10 каталитических элементов формировала каталитический сегмент (КС) с массой катализатора К-ПГ по 25 г в каждом или массой катализатора КАП по 38 г. Каталитический блок содержал от 2 до 4 каталитических сегментов. Макет СКР оснащали двумя типами каталитических блоков с промышленным катализатором К-ПГ и с катализаторами КАП-02, КАП-06 и КАП-10.

#### 3.2. Сборка макета СКР

Сборку макета СКР проводили в соответствии с принципиальной схемой, представленной на рис. 4. После сборки и отладки основных элементов макета СКР была проведена калибровка датчиков давления и температуры и выполнена настройка программного обеспечения модульной измерительной системы NI PXIe-1062Q. Для автоматизированной регистрации давления в газовом контуре макета СКР и температуры в каталитических сегментах было написано программное обеспечение в среде LabVIEW [15].

Цикл работы макета СКР следующий:

 – поступление водорода и кислорода через регуляторы расхода из блока подготовки газов в контейнер 4 (рис. 4) с топливным раствором 5 со скоростью 0,45 дм<sup>3</sup>/мин;

– поступление парогазовой смеси из контейнера через первый конденсатор паров воды 7 в каталитический блок 9 со скоростью (4,5 ± 0,3) или (9,0 ± 0,3) дм<sup>3</sup>/мин. Прокачка парогазовой смеси обеспечивается воздушным компрессором 15;

 – реакция каталитического окисления водорода на каталитических элементах 10 с образованием паров воды;

 – охлаждение парогазовой смеси на втором конденсаторе 7 и возвращение конденсата в контейнер (имитатор корпуса реактора).

Эксперименты по определению степени каталитической конверсии водорода на катализаторах КАП и К-ПГ проводили при скорости поступления водородно-кислородной смеси 0,45 дм<sup>3</sup>/мин, двух скоростях циркуляции парогазовой смеси в газовом контуре,  $(4,5 \pm 0,3)$  и  $(9,0 \pm 0,3)$  дм<sup>3</sup>/мин, и количестве каталитических сегментов в каталитическом блоке от 2 до 4.



Рис. 4. Принципиальная схема макета СКР: 1 и 2 – регуляторы расхода водорода и кислорода соответственно; 3 – вентильные газовые краны; 4 – металлический контейнер; 5 – модельный топливный раствор; 6 – датчик давления; 7 – конденсатор паров воды; 8 – шлифы для отбора газовых проб; 9 – каталитический сегмент; 10 – каталитические элементы; 11 – датчик температуры; 12 – сборник сконденсированной воды; 13 – расходомер; 14 – воздушный компрессор; 15 – система регистрации данных; 16 – ПК

#### 3.3. Порядок проведения экспериментов

Эксперименты на макете СКР проводились следующим образом.

1. Запускалось программное обеспечение на ПК *16* и включался воздушный компрессор Gardner Denver 2BH1300-7AV15 *14*, затем с помощью крана тонкой регулировки задавалась скорость циркуляции газовой смеси  $(4,5 \pm 0,3)$  дм<sup>3</sup>/мин.

2. Открывались баллоны со сжатыми водородом и кислородом и на блоке подготовки газов устанавливалась скорость поступления водорода и кислорода в стехиометрическом соотношении (2:1) в воздушную среду металлического контейнера на уровне 0,45 дм<sup>3</sup>/мин. 3. Через 15, 30, 90 и 180 мин после установления скорости поступления водородно-кислородной смеси в макет СКР осуществлялся отбор проб газовой среды на двух участках газового контура 9 в стеклянные пробоотборники объемом 0,2 дм<sup>3</sup> и выполнялся газохроматографический анализ газовой среды на содержание водорода и кислорода. Исследования газовой среды проводили на газовом хроматографе GC-2014 «Shimadzu» по аттестованной методике измерений (свидетельство об аттестации N 3005/0041M-(RA.RU.311769-2016)-2016 от 2016 года).

4. Эксперимент повторялся при скорости циркуляции водородно-кислородной смеси

 $(9,0 \pm 0,3)$  дм<sup>3</sup>/мин. После этого в каталитическом блоке увеличивали количество каталитических сегментов и выполняли следующую серию экспериментов.

#### 4. Результаты испытаний макета СКР

## 4.1. Давление парогазовой смеси в газовом контуре макета СКР

Регистрацию давления в газовом контуре макета СКР проводили датчиками МС 2000 с суммарной относительной погрешностью измерений ±0,25 %. На рис. 5 представлена динамика изменения давления в макете СКР, оснащенного двух-, трех- и четырехсекционным каталитическим блоком (КАБ) с КАП.

Результаты проведенных исследований показали, что давление в макете СКР, оснащенного КАБ с КАП, незначительно увеличивается при увеличении количества КС.

#### 4.2. Температура каталитических сегментов

Регистрацию температуры на поверхности катализатора проводили термопарами с абсолютной погрешностью ±2 °C. В качестве примера на рис. 6 представлена динамика изменения температуры каталитических сегментов для четырехсекционного каталитического блока с КАП при разных скоростях циркуляции парогазовой смеси. Для трех- и двухсекционного блока с КАП зависимости имели аналогичный вид.



Рис. 5. Динамика изменения давления в газовом контуре макета СКР стенда, оснащенного КАБ с КАП, в зависимости от времени; скорость циркуляции газовой смеси – 4,6 дм<sup>3</sup>/мин (а) и 8,7 дм<sup>3</sup>/мин (б); КАБ состоит из двух (1), трех (2) и четырех (3) каталитических сегментов



Рис. 6. Динамика изменения температуры каталитических сегментов с КАП в зависимости от времени; скорость циркуляции газовой смеси – 4,6 дм<sup>3</sup>/мин (а) и 8,7 дм<sup>3</sup>/мин (б); 1–4 температура в первом–четвертом каталитических сегментах соответственно

На основании представленных данных следует, что максимальная температура ~170 °С наблюдается для первого КС; для КС, расположенных ниже по потоку газа, температура заметно снижается и для четвертого КС не превосходит 40 °С. Проведенные эксперименты показывают, что расход парогазовой смеси незначительно влияет на температуру КС.

## 4.3. Концентрация водорода в газовом контуре макета СКР

Измерение концентрации водорода до и после каталитического блока в газовом контуре макета СКР проводили методом газовой хроматографии. На рис. 7 представлена динамика изменения концентрации водорода до и после двух-, трех- и четырехсекционного КАБ при разных скоростях циркуляции парогазовой смеси. Динамика изменения концентрации водорода в газовом контуре макета СКР с катализатором К-ПГ имела аналогичный вид.

Из полученных данных установлено, что концентрация водорода до КАБ снижается при увеличении скорости циркуляции парогазовой смеси; практически не изменяется при увеличении количества каталитических сегментов в КАБ от одного до четырех.



Рис. 7. Динамика изменения концентрации водорода до (верхние рисунки) и после (нижние рисунки) КАБ с КАП в зависимости от продолжительности эксперимента и скорости циркуляции газовой смеси (а – 4,6 дм<sup>3</sup>/мин; б – 8,7 дм<sup>3</sup>/мин); 1 – четыре КС в КАБ-2 с КАП-02, КАП-06 и КАП-10 и К-ПГ; 2 – три КС в КАБ-2 с КАП-02, КАП-02, КАП-06 и КАП-10; 3 – два КС в КАБ-2 с КАП-06 и КАП-10; 4 – два КС в КАБ-2 с КАП-06

#### 4.4. Степень каталитической конверсии водорода

Степень каталитической конверсии водорода в макете СКР рассчитывали по формуле

$$\alpha = \frac{C_{\rm BX} - C_{\rm BbIX}}{C_{\rm BX}} \cdot 100\%,$$

где  $C_{\rm BX}$  – концентрация водорода на входе в каталитический блок;  $C_{\rm Bbix}$  – концентрация водорода на выходе из него.

Динамика изменения степени каталитической конверсии водорода (α, %) на катализаторе КАП представлена на рис. 8.

Из представленных данных следует, что степень каталитической конверсии водорода на катализаторе КАП сначала увеличивается с течением времени (за счет нагрева катализатора) и устанавливается на постоянном уровне через ~100 мин после начала работы; растет

с увеличением количества КС в каталитическом блоке; снижается при увеличении расхода парогазовой смеси с 4,6 до 8,7 дм<sup>3</sup>/мин. При использовании трех- и четырехсекционных каталитических блоков степень каталитической конверсии водорода на катализаторе КАП (после нагрева катализатора) составляет не менее 99,5 %.

#### 5. Обсуждение результатов

Сравнение характеристик макета СКР, оснащенных разными катализаторами (собственного и промышленного изготовления), проводили по наибольшей зарегистрированной температуре каталитических сегментов, давлению и концентрации водорода до и после каталитического блока и по степени каталитической конверсии водорода.



Рис. 8. Динамика изменения степени каталитической конверсии водорода в КАБ с КАП в зависимости от количества каталитических сегментов при разных скоростях циркуляции газовой смеси (а – 4,6 дм<sup>3</sup>/мин; б – 8,7 дм<sup>3</sup>/мин); 1 – два КС в КАБ-2 с КАП-02 и КАП-06; 2 – два КС в КАБ-2 с КАП-06 и КАП-10; 3 – три КС в КАБ-2 с КАП-02, КАП-06 и КАП-10; 4 – четыре КС в КАБ-2 с КАП-02, КАП-06 и КАП-10 и К-ПГ

Основные характеристики каталитических блоков КАБ с КАП и КАБ с К-ПГ представлены на рис. 9.

Из представленных данных следует:

– наибольшая температура в КАБ с К-ПГ составляет ( $215 \pm 10$ ) °С при скорости циркуляции парогазовой смеси 4,6 дм<sup>3</sup>/мин и ( $175 \pm 10$ ) °С при 8,7 дм<sup>3</sup>/мин; температура в КАБ с КАП составляет ( $185 \pm 10$ ) °С при 4,6 дм<sup>3</sup>/мин и ( $165 \pm 10$ ) °С при 8,7 дм<sup>3</sup>/мин;

– наибольшее давление в газовом контуре макета СКР, оснащенного катализаторами КАП и К-ПГ, достигается для четырех КС в КАБ и составляет (104,0±1,0) кПа;

– наибольшая концентрация водорода до КАБ с К-ПГ и до КАБ с КАП при скоростях циркуляции парогазовой смеси 4,6 и 8,7 дм<sup>3</sup>/мин составляет  $(5,0\pm0,5)$ % и  $(3,0\pm0,3)$ % соответственно;

– наибольшая концентрация водорода после КАБ с К-ПГ или с КАП не превышает  $(0,45\pm0,05)$  %;

– при оптимальных условиях степень каталитической конверсии водорода в КАБ как с К-ПГ, так и с КАП, достигает 100 %.



Рис. 9. Наибольшие значения степени каталитической конверсии водорода в каталитическом блоке макета СКР в зависимости от размещенного в нем катализатора и при разных скоростях циркуляции парогазовой смеси

#### Заключение

В работе дано описание макета системы каталитической рекомбинации радиолитического газа с принудительной прокачкой парогазовой смеси. Отработана лабораторная технология изготовления гранулированных палладиевых катализаторов КАП с массовой долей палладия 0,2; 0,6 и 1,0 % (КАП-02, КАП-06 и КАП-10). Катализаторы с разной массовой долей палладия можно использовать для выравнивания поля температур по каталитическому блоку и снижения максимальной температуры каталитических элементов.

Проведены исследования эффективности каталитической рекомбинации водородно-кислородной смеси при скорости ее поступления 0,45 дм<sup>3</sup>/мин и скоростях циркуляции парогазовой смеси в макете СКР 4,5 и 9,0 дм<sup>3</sup>/мин в зависимости от количества каталитических сегментов в каталитическом блоке (от 2 до 4). Установлена динамика изменения концентрации водорода до и после каталитического блока, давления в газовом контуре макета СКР и температуры каталитических сегментов. Проведенные исследования показали, что степень каталитической конверсии водорода в каталитическом блоке на палладиевых гранулированных катализаторах составляет от 95 до 100 %, этого, безусловно, достаточно для поддержания концентрации водорода на взрывобезопасном уровне. Использование СКР с принудительной прокачкой парогазовой смеси в составе растворных ИЯР приведет к стабилизации их работы в статическом режиме и повышению водородной взрывобезопасности.

#### Список литературы

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

2. Колесов В. Ф. Апериодические импульсные реакторы: Монография в 2 т. – Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2007. Т. 1. 149 с.

3. Бяков В. М., Ничипоров Ф. Г. Радиолиз воды в ядерных реакторах. – Москва: Энергоатомиздат, 1990. 176 с.

4. Петерсон З., Уаймер Р. Химия в атомной технологии. – Москва: Атомиздат, 1967. С. 428.

5. International Atomic Energy Agency (IAEA), Mitigation of hydrogen hazards in water cooled power reactors, IAEA-TECDOC-1196. – Vienna, 2001. 6. Солдатов Г. Е., Голоднова О. С. О путях снижения риска пожаров в машинных залах АЭС // Атомкон. 2009. № 2 (3).

7. Kempsell I. D. et al. Hydrogen Explosions – an Example of Hazard Avoidance and Control, IChemE, Symp. Series № 148, 523-539, 2001.

8. Афанасьев Н. М., Беневоленский А.М., Венцель О. В. и др. Реактор «Аргус» для лабораторий ядерно-физических методов анализа и контроля // Атомная энергия. 1986. Т. 61. Вып. 1, С. 7–9.

9. Григорук Д. Г., Келлер В. Д., Христенко Е. Б., Церцвадзе Э. Н. Пассивный каталитический рекомбинатор водорода с двухъярусным корпусом // Электрические станции. 2013. № 5. С. 10–12.

10. Passive Autocatalytic Recombiner – Mode of access: www.us.areva.com. – Date of access: 11.08.2016.

11. http://retech.ru/sistemyi-udaleniya-vodoro-da/ pkrv.

12. Пат. № 2069582 РФ МПК № 92016320/26. Устройство для рекомбинации водорода и кислорода / Райнхард Хек, Карл-Хайнц Швенк // Изобретения. 1996. № 33.

13. Пат. № 2499305 РФ МПК № 2012143367/07. Пассивный каталитический рекомбинатор водорода и кислорода с равномерной нагрузкой на площадь каталитического элемента / Д. Е. Кошманов, В. А. Шепелин // Изобретения. Полезные модели. 2013. № 32.

14. Кулакова И. И., Лисичкин Г. В. Каталитическая химия. Часть 1. Основы катализа. – Москва: МГУ им. М. В. Ломоносова. 2014.

15. Bress. T. Effective LabVIEW Programming. – NTS Press. 2013. 720 p.

Контактная информация -

Пикулев Алексей Александрович, начальник отдела ИЯРФ РФЯЦ-ВНИИЭФ e-mail: otd4@expd.vniief.ru

Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, 2020, вып. 4, с. 4–16.

#### ОПЕРАТИВНЫЙ АНАЛИЗ ФЛУКТУАЦИЙ МОЩНОСТИ В РЕАКТОРАХ СО СЛАБЫМ ИСТОЧНИКОМ

#### В. Ф. Колесов, А. Н. Ганичев

#### ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», г. Саров Нижегородской обл.

Статья поступила в редакцию 21.08.2020, после доработки – 30.09.2020, принята к публикации – 20.11.2020

В статье сформулированы приближенные, простые в исполнении алгоритмы решения стохастической задачи в реакторах со слабым источником применительно к случаям ступенчатого или линейного, в зависимости от времени, ввода реактивности. В основе сформулированных алгоритмов лежит идея ограниченных и бесконечных (устойчивых) цепей делений, применявшаяся ранее к моделям реактора без запаздывающих нейтронов (3H). В статье этот подход распространен на модели с учетом 3H. Получены аналитические решения для функций P(m, t), W(t) – распределений вероятностей для числа предшественников 3H *m* в момент времени *t* и для времени инициирования первой устойчивой цепи делений соответственно, а также для среднего времени  $\overline{t}$  инициирования первой устойчивой цепи делений.

Радикального упрощения процедуры анализа стохастических явлений в реакторах удалось достичь в результате задания приближенной формы распределения P(m, t) и трактовки переменной преобразования Лапласа «*p*» как свободного параметра, оптимальное значение которого определяется на основе сопоставления расчетного и экспериментального значений  $\overline{t}$  для импульсного реактора Godiva-II.

Ключевые слова: реактор со слабым источником, флуктуации мощности реактора, алгоритмы анализа флуктуаций, распределение вероятностей, ограниченные и бесконечные цепи делений, ипульсный реактор Godiva-II.

**ON-LINE ANALYSIS OF POWER FLUCTUATIONS IN REACTORS WITH A WEAK SOURCE / V. F. KOLESOV, A. N. GANICHEV //** In the paper there are formulated approximate, simple in execution algorithms of solving a stochastic task for reactors with a weak source as applied to cases of step or linear reactivity insertion depending on time. The idea of limited or infinite (steady) fission chains applied before to reactor models with no delayed neutrons (DN) is taken as a basis of the algorithms formulated. In the given paper this approach is extended to reactor models considering DN. There are obtained analytical solutions for functions P(m, t), W(t) – probability distribution for a set of DN precursors «*m*» at time moment «*t*» and for the time of the first steady fission chain initiation, correspondingly, as well as for the average time of the first steady fission chain initiation  $\overline{t}$ .

Radical simplification of the procedure of analyzing stochastic phenomena in reactors was achieved as a result of giving the approximate distribution shape P(m, t) and through interpretation of Laplace transformation variable  $\ll p \gg$  as a free parameter which optimal value was determined basing on the comparison of the calculated and experimental value of  $\overline{t}$  for pulsed reactor Godiva-II.

**Key words:** reactor with a weak source, reactor power fluctuations, algorithms of fluctuation analysis, limited or infinite fission chains, pulsed reactor Godiva-II.

#### Введение

Как известно, в реакторе со слабым источником нейтронов очень существенна роль стохастических флуктуаций. В надкритическом реакторе стохастические флуктуации могут приводить к значительным отклонениям роста мощности от зависимости, следующей из решений обычных, т. е. детерминированных, уравнений кинетики.

С особой четкостью влияние флуктуаций плотности нейтронов проявляется в быстрых реакторах с активной зоной (АЗ) из высокообогащенного металлического урана. В отсутствие иного, кроме спонтанных делений урана, источника нейтронов импульс в этих реакторах развивается через секунды, а не через миллисекунды, как это следует из уравнений детерминированной кинетики.

Сказанное убедительно подтверждают результаты хорошо известных опытов по измерению задержки развития импульса в реакторе Godiva-II [1]. Была проведена серия из 94 измерений, в которых определялось время, прошедшее от ступенчатого ввода начальной реактивности  $\Delta \tilde{k} \approx 3,5 \cdot 10^{-4}$  до момента достижения высокой интенсивности делений в реакторе (т. е. до момента фиксации импульса делений). Измерения проводились в условиях наличия лишь слабого источника нейтронов, связанного со спонтанными делениями ядер урана (~90 нейтр./с) и с распадом предшественников запаздывающих нейтронов (~200 нейтр./с).

Результат эксперимента представлен на рис. 1 в виде гистограммы. Как видно из рисунка, при слабом источнике нейтронов импульс в Godiva-II развивался с запаздыванием от десятых долей секунды до одиннадцати секунд. Это запаздывание очень значительно, если сопоставлять его с равным ~0,7 мс временем развития импульса в рамках детерминированной кинетики.

Указанный эксперимент относится к импульсам на мгновенных нейтронах. На реакторе Godiva-II получены также опытные данные по флуктуациям времени развития импульса на запаздывающих нейтронах (ЗН) [2, 3].



Рис. 1. Экспериментальное распределение времени ожидания импульса в реакторе Godiva-II [1]

О важной роли флуктуаций в реакторах свидетельствуют и результаты более поздних аналогичных измерений, выполненных на быстром импульсном реакторе APRFR [4]. Реактивность по мгновенным нейтронам, соответствующая номинальному импульсу делений и равная  $7,5 \cdot 10^{-4}$ , вводилась в этом случае не ступенчато, а за 0,325 секунды. Инициированию импульса предшествовал 20-минутный интервал выдержки реактора в глубоко подкритическом состоянии.

Результаты измерений приведены на рис. 2. Видно, что и в реакторе APRFR имеет место значительная, хотя и не столь большая, как в Godiva-II, флуктуационная задержка в развитии импульса. Уменьшение, в сравнении с Godiva-II, задержки связано, во-первых, с бóлее высокой в APRFR реактивностью и, вовторых, по-видимому, с более высокой интенсивностью источника нейтронов. В этом эксперименте два представленных на рис. 2 импульса из общего числа 65 были инициированы преждевременно, т. е. до окончания ввода реактивности.

Аналогичные эксперименты проводили также на ранней стадии эксплуатации импульсного реактора SPR-II [5], а также на растворных критических сборках CRAC [6]. В реакторе SPR-II, как и в реакторе APRFR, была получена меньшая, чем ожидалось, задержка в развитии импульса. Позднее это было объяснено влиянием более высокой в SPR-II, в сравнении с реактором Godiva-II, остаточной у-активности.



Рис. 2. Экспериментальное распределение времени ожидания импульса в реакторе APRFR (время ожидания отсчитывается от момента полного ввода реактивности, два импульса инициированы до окончания ввода реактивности) [4]

Стохастические задержки во времени возникновения цепной реакции в некоторых условиях могут быть очень опасными. Как показано, например, в статье [3] вследствие стохастической задержки аварийная вспышка делений при линейном вводе реактивности может в сотни раз превзойти уровень, предсказываемый обычной кинетикой.

## 1. Существующие методы анализа стохастических явлений в реакторах

Отмеченные особенности поведения мощности реактора при слабом источнике нейтронов требуют, вообще говоря, знания распределения вероятностей для плотности нейтронов и предшественников ЗН в зависимости от времени, реактивности и других характеристик реактора. Этого рода сведения необходимы при проведении оценок возможных аварийных энерговыделений в реакторах, в том числе и импульсных, а также при отработке способов генерирования импульсов делений.

Задаче описания стохастических явлений в реакторах, расчета распределений вероятно-

сти для нейтронов и предшественников ЗН посвящены теоретические работы [2, 3, 7–10] и многие другие. Весьма последовательно и полно указанная задача решена в статье [7] в рамках модели, не зависящей от пространственных координат и энергии нейтронов. Предполагалось, что реактивность и источник нейтронов могут зависеть от времени, значение времени жизни мгновенных нейтронов может быть любым. Решение полученных уравнений в общем случае находится численно. Для некоторых более простых вариантов задачи получены также аналитические решения.

Рассмотрение стохастических процессов в статье [7] проведено на основе дифференциального уравнения для функции  $P(n, m_1, ..., m_I, t)$ , получаемого из условий баланса вероятностей. Функция  $P(n, m_1, ..., m_I, t)$  является распределением вероятности, означающим, что в момент t в реакторе имеется точно n нейтронов и  $m_i$  источников запаздывающих нейтронов группы i (i = 1, 2, ..., I).

Указанное стохастическое уравнение решается с помощью подобного (I + 1)-кратному преобразованию Лапласа перехода к так называемой производящей (или генерирующей) функции G. В общем случае дифференциальное уравнение в частных производных для функции G решается численно с помощью метода характеристик. Искомое распределение вероятностей  $P(n, \vec{m}, t)$  определяется по найденной функции G с помощью обратного (I + 1)-кратного преобразования Лапласа. В общем случае это преобразование выполняется также численно.

В применении к задаче описания флуктуаций плотности нейтронов в статье [3] введены в рассмотрение два альтернативных понятия: ограниченные и бесконечные (устойчивые) цепи делений. Использование этих понятий особенно эффективно при исследовании флуктуаций в реакторах на быстрых нейтронах, в которых устойчивая цепь, если она возникла, растет чрезвычайно быстро.

Любой нейтрон, появившийся в реакторе, независимо от состояния последнего может вызвать цепочку делений. Эта цепочка может

быть короткой. Она может быть разветвленной, содержащей большое число делений, но тем не менее также обрывающейся. Во всех подобных случаях имеют дело с ограниченными цепями делений. Однако цепь делений может никогда не оборваться, т. е. быть неограниченной (устойчивой). При постоянной реактивности в подкритическом реакторе все цепочки, порождаемые отдельными нейтронами, могут быть только ограниченными. Это заключение справедливо также в отношении точно критического реактора (предполагается, что запаздывающие нейтроны отсутствуют). И в надкритическом реакторе лишь редкие нейтроны порождают устойчивые цепи делений (как показано в статье [3], вероятность нейтрону источника инициировать устойчивую цепь делений равна примерно  $\Delta \tilde{k}$ , где *k* – коэффициент размножения мгновенных нейтронов).

В реакторах на быстрых нейтронах флуктуационные задержки в росте мощности на начальном участке почти полностью обусловлены временем установления первой устойчивой цепи. Эта особенность быстрых реакторов позволила автору статьи [3] получить эффектным способом компактные и удобные для оперативных применений аналитические формулы для вероятности возникновения первой устойчивой цепи. Рассмотрение проведено на основе модели реактора, не зависящей от пространственных координат и энергии. Все нейтроны в этой модели ведут себя одинаковым образом, имеют вероятность p<sub>f</sub> произвести деление, в делении с вероятностью  $P_{\tilde{v}}$  эмитируются v мгновенных нейтронов. Вводятся величины: w<sub>0</sub> – вероятности нейтрону источника вызвать устойчивую цепь делений, w<sub>f</sub> – вероятности делению вызвать устойчивую  $(w_0 = p_f w_f)$ . Эти основополагающие цепь для работы [3] величины определяются из уравнения

$$1 - w_f = \sum_{\tilde{\mathbf{v}}=0}^{\infty} P_{\tilde{\mathbf{v}}} \left( 1 - p_f w_f \right)^{\tilde{\mathbf{v}}}, \tag{1}$$

являющегося констатацией факта, что вероятность  $(1 - w_f)$  делению не вызвать устойчивую цепь делений равна вероятности, что ни один из возникших при делении нейтронов не вызовет такой цепи.

Были рассмотрены два наиболее интересных для практики случая.

1. Ситуация, когда  $\Delta \tilde{k}$  не зависит от времени (ступенчатый ввод избыточной реактивности). Для этого случая получено:

 вероятность возбуждения нейтроном устойчивой цепи делений равна

$$w_0 = \begin{cases} 2\Delta \tilde{k} / \left( \bar{\tilde{v}} \Gamma_2 \right) & \text{при } 0 < \Delta \tilde{k} <<1 \\ 0 & \text{при } \Delta \tilde{k} \le 0. \end{cases}$$
(2)

В частности, для урановых систем

$$w_0 \approx \Delta \tilde{k}$$
.

(Здесь введено обозначение  $\Gamma_2 = \overline{\tilde{v}(\tilde{v}-1)}/(\overline{v})^2$ ; у различных делящихся нуклидов константа  $\Gamma_2$  близка к 0,8);

– распределение плотности вероятности для времени возникновения первой устойчивой цепи делений в условиях присутствия в реакторе источника нейтронов с постоянной интенсивностью  $S_0$  н.с<sup>-1</sup> записывается как

$$W(t) = w_0 S_0 \exp(-w_0 S_0 t);$$
 (3)

 – среднее время возникновения первой устойчивой цепи делений равно

$$\overline{t} = 1/(S_0 w_0). \tag{4}$$

2. Случай ввода реактивности по закону  $\Delta \tilde{k} = at$ . В этой ситуации

$$w_0(t) = \frac{\sqrt{8a\tau/(\tilde{v}^2\pi\Gamma_2^2)}\exp(-at^2/(2\tau))}{1-\Phi(\sqrt{\frac{a}{2\tau}t})} \simeq \frac{2}{\tilde{v}\Gamma_2}at.$$

Для быстрых реакторов из высокообогащенного урана

$$w_0(t) \simeq at. \tag{5}$$

Распределение вероятности для времени возникновения первой устойчивой цепи делений

$$W(t) = \sqrt{\frac{2a\tau S_0^2}{\pi \tilde{v}^2 \Gamma_2^2}} \left[ \frac{1 - \Phi\left(\sqrt{\frac{a}{2\tau}}t\right)}{2} \right]^{\frac{2S_0\tau}{\tilde{v}\Gamma_2} - 1} \exp\left(-\frac{at^2}{2\tau}\right)$$

или

$$W(t) \simeq \begin{cases} \frac{2aS_0t}{\bar{\nu}\Gamma_2} \exp\left(-\frac{aS_0t^2}{\bar{\nu}\Gamma_2}\right) & \text{при } t \ge 0\\ 0 & \text{при } t < 0; \end{cases}$$

и среднее время возникновения первой устойчивой цепи делений

$$\overline{t} \simeq \sqrt{\frac{\pi \overline{\tilde{v}} \Gamma_2}{4aS_0}}.$$

(Здесь  $\tau$  – время жизни мгновенных нейтронов в реакторе,  $\Phi(x)$  – интеграл вероятности).

Для быстрых реакторов из высокообогащенного урана

$$W(t) \approx \begin{cases} aS_0 t \exp\left(-\frac{aS_0 t^2}{2}\right) & \text{при } t \ge 0\\ 0 & \text{при } t < 0, \end{cases}$$
(6)

$$\overline{t} \simeq \sqrt{\frac{\pi}{2aS_0}}.$$
(7)

В оценках уровня возможных в реакторах аварийных энерговыделений важную роль играет реактивность  $(\Delta \tilde{k})_{\text{макс}}$ , которая может быть введена до начала действия механизмов (внутренних или внешних), гасящих цепную реакцию. Значение  $(\Delta \tilde{k})_{\text{макс}}$  непосредственно связано со средним временем запаздывания импульса. Эта связь выражается соотношением

$$\left(\Delta \tilde{k}\right)_{\text{макс}} \approx a\overline{t} = \sqrt{\frac{\pi \overline{\tilde{v}} a \Gamma_2}{4S_0}}$$

Для быстрых реакторов из высокообогащенного урана

$$\left(\Delta \tilde{k}\right)_{\text{MAKC}} \approx 1,28 \sqrt{\frac{a}{S_0}}.$$
 (8)

В статье [3] получены также важные для дальнейшего изложения распределения вероятностей  $w_f(N)$  для числа делений N (за исключением деления, вызванного нейтроном источника) в ограниченных цепях и моменты  $\overline{N^n}$  этого распределения. В случае близких к единице значений  $\tilde{k}$  и пуассоновского распределения вероятности эмиссии в одном акте деления  $\tilde{v}$  мгновенных нейтронов они имеют вид:

$$w_{f}(N) = e^{-\tilde{k}} \left( \tilde{k} e^{-\tilde{k}} \right)^{N} \left( N+1 \right)^{N} / (N+1)!; \quad (9)$$
$$\overline{N^{n}} \approx \left( \frac{1}{2} \right)^{n-1} \frac{(2n-2)!}{(n-1)!} \left| \frac{1}{\Delta \tilde{k}} \right|^{2n-1}.$$

Как можно видеть из начального текста настоящего раздела, сравнительно точное теоретическое описание стохастических явлений в реакторе представляет собой сложную и трудоемкую задачу. В то же время известно, что без решений стохастических задач нельзя обойтись ни в оценке масштаба возможных ядерных инцидентов, ни в создании конструкций безопасных реакторов, ни, например, в отработке эффективных схем генерирования импульсов. В этой связи существует потребность в формулировании более простых, пусть и приближенных, алгоритмов решения указанной задачи. Настоящая статья является ответом на эту потребность. Она посвящена разработке простого в исполнении и полностью аналитического алгоритма решения стохастической задачи в реакторах со слабым источником.

В основу сформулированного в статье алгоритма положена обсуждаемая выше идея ограниченных и бесконечных (устойчивых) цепей делений. Эта идея, впервые рассмотренная в статье [3] применительно к реактору без 3H, дала возможность автору указанной статьи простым и наглядным путем получить компактные и очень результативные в применениях формулы для распределения вероятностей и среднего времени инициирования первой устойчивой цепи делений. Естественно было стремление распространить идею ограниченных и бесконечных (устойчивых) цепей делений на более реалистичные реакторные модели с учетом ЗН. Это и было выполнено в настоящей статье. В указанном представлении нейтронные процессы в реакторе заключаются в размножении предшественников ЗН в сильно флуктуирующих по числу делений ограниченных цепях, вкладе нейтронов от распада предшественников в эффективный источник, действующий в реакторе, и в генерировании нейтронами источника новых цепей делений.

Отметим, что еще в 1965-м году одним из авторов настоящей статьи была опубликована статья [11], по содержанию близкая к работе, излагаемой в 3-м разделе. Отличие последней от опубликованной ранее статьи [11] заключается в более последовательном и строгом выводе уравнений и более широкой постановке задачи.

## 2. Задачи статьи и использованные приближения

Распределения вероятностей (3), (6) для времени установления первой устойчивой цепи делений, выражения (4), (7) для среднего времени возникновения первой устойчивой цепи выведены в [3] без учета запаздывающих нейтронов. Разработанный в статье [3] метод отличается компактностью, наглядностью и результативностью в применениях. В этой связи представляется естественным стремление распространить его на более реалистичные реакторные модели. Настоящая статья как раз и посвящается задаче распространения указанного метода на более реалистичные реакторные модели, учитывающие ЗН. На первом этапе рассмотрен вариант задачи с не зависящим от времени  $\tilde{k}$ , хорошо применимый к быстрым импульсным реакторам. На этом этапе, в частности, получены решения W(t) и  $\overline{t}$ , аналогичные решениям (3), (4) для реакторных моделей без учета ЗН. Рассмотрение более сложного варианта с линейно зависящим от времени  $\tilde{k}$ , наилучшим образом подходящего к оценкам масштаба возможных аварий как в импульсных, так и в стационарных реакторах, выполнено на втором этапе.

Рассмотрение стохастических явлений в статье проводится в условиях не зависящего от времени внешнего источника нейтронов  $S_0$ , в рамках часто используемого приближения нулевого времени жизни мгновенных нейтронов и одной группы запаздывающих нейтронов. Кроме того, в целях замены операций суммирования интегрированием и тем самым упрощения расчетов, принято, что количество предшественников запаздывающих нейтронов *m* и число делений в ограниченных цепях *N* могут иметь любые, не обязательно целые значения.

Прослеживается размножение предшественников в ограниченных цепях и учитывается вклад нейтронов от распада предшественников в эффективный источник нейтронов, действующий в реакторе. Предшественники запаздывающих нейтронов рождаются в сильно флуктуирующих по числу делений (*N*) ограниченных цепях. При малой надкритичности стохастический разброс возможных значений *m* может быть очень большим.

Искомыми величинами при этом являются функция P(m,t) – распределение вероятностей присутствия в реакторе в момент t mпредшественников запаздывающих нейтронов, функция W(t) – распределение вероятностей для времени возникновения первой устойчивой цепи делений – и среднее время возникновения первой устойчивой цепи делений  $\overline{t}$ .

## 3. Задача с не зависящим от времени коэффициентом размножения нейтронов $\tilde{k}$

Для распределения вероятностей P(m,t)в задаче с не зависящим от времени коэффициентом размножения нейтронов  $\tilde{k}$  записано следующее интегро-дифференциальное уравнение:

$$\frac{dP(m,t)}{dt} =$$

$$= \lambda_{3\Phi} \int_{0}^{\infty} P(m - \gamma N + 1, t)(m - \gamma N + 1)w_{n}^{*}(N)dN +$$

$$+ S_{0} \int_{0}^{\infty} P(m - \gamma N, t)w_{n}^{*}(N)dN - P(m,t)(S_{0} + \lambda_{3\Phi}m),$$

$$P(m,t) = 0 \quad \text{при} \quad m < 0. \tag{10}$$

Уравнение (10) сформулировано на основе баланса вероятностей, полученного в результате перечисления вероятностей всех событий, которые могут происходить в течение временного интервала *dt*:

$$P(m,t+dt) - P(m,t) = -P(m,t) (S_0 + \lambda_{3\phi}m) dt +$$
  
+  $\lambda_{3\phi} \int_0^\infty P(m-\gamma N+1, t) (m-\gamma N+1) w_n^*(N) dN dt +$   
+  $S_0 \int_0^\infty P(m-\gamma N, t) w_n^*(N) dN dt.$  (11)

В уравнениях (10), (11) учтено, что в ограниченной цепи из N делений образуется  $\tilde{v}N$  мгновенных нейтронов и  $\beta_{3\phi} \tilde{v}N/(1-\beta)$  предшественников запаздывающих нейтронов. В них введены обозначения:  $\tilde{v}$  – число мгновенных нейтронов на акт деления,  $\beta$  – физическая доля запаздывающих нейтронов,  $w_n^*(N)$  – перенормированное  $w_n(N)$  – распределение плотности вероятности N делений в ограниченной цепи, вызванной одним нейтроном источника;  $\gamma = \beta_{3\phi} \tilde{v}/(1-\beta)$ ;  $S_0$  – интенсивность внешнего источника нейтронов. Интенсивность полного источника нейтронов S, действующего в реакторе, равна  $S_0 + \lambda_{3\phi}m$ .

Распределение плотности вероятности  $w_n(N)$  определено с помощью  $w_f(N)$  – распределения плотности вероятности N делений в ограниченной цепи, вызванной нейтронами одного деления (см. формулу (9)).

Вероятность нейтрону источника вызвать деление равна  $\tilde{k}/\tilde{v}$ , поэтому можно записать

$$w_n(N) = \left(1 - \frac{\tilde{k}}{\tilde{\nu}}\right) \delta(N) + \frac{\tilde{k}}{\tilde{\nu}} w_f(N). \quad (12)$$

Выражение (9) для  $w_f(N)$  может быть записано в более простом виде, если использовать формулу Стирлинга [12] для факториала N!, достаточно точную при больших значениях N,

$$N! \simeq \sqrt{2\pi N} N^N e^{-N},$$

и преобразовать сомножители в правой части (9), содержащие  $\tilde{k}$ . При этом выражения (9), а следовательно и (12), принимают вид:

$$w_{f} \simeq \frac{e^{-\alpha(N+1)}}{\sqrt{2\pi\tilde{k}(N+1)^{\frac{3}{2}}}},$$
$$\alpha \simeq \tilde{k} - \ln \tilde{k} - 1 \simeq \frac{\left(\Delta \tilde{k}\right)^{2}}{2},$$
(13)

$$w_n(N) = \left(1 - \frac{\tilde{k}}{\bar{\nu}}\right) \delta(N) + \frac{\tilde{k}}{\bar{\nu}} \frac{e^{-\alpha(N+1)}}{\sqrt{2\pi}\tilde{k}(N+1)^{\frac{3}{2}}}.$$
 (14)

Физически величины N в формуле (9) имеют целочисленные значения. Начальное деление в реакторе может не произвести новое деление, а может генерировать ограниченную или устойчивую цепь делений. Вероятность последнего события очень мала. Если ею пренебречь, то полная вероятность событий, определяемая в этом случае суммированием всех членов распределения  $w_f(N)$ , будет равняться единице,

$$\sum_{N=0}^{\infty} w_f(N) \simeq 1.$$
 (15)

Вследствие применения формулы Стирлинга и введения в рассмотрение нецелочисленных значений N измененное распределение (13) уже не будет удовлетворять соотношению, аналогичному (15). Это несоответствие устраняется перенормировкой распределения  $w_f$ . Перенормированное распределе-

ние w<sub>f</sub> записывается как

$$w_f^*(N) = \frac{e^{-\alpha(N+1)}}{2\tilde{k}(N+1)^{\frac{3}{2}}}.$$
 (16)

Следовательно, перенормированное распределение  $w_n^*(N)$  равняется

$$w_n^*\left(N\right) = \left(1 - \frac{\tilde{k}}{\tilde{\nu}}\right) \delta\left(N\right) + \frac{\tilde{k}}{\tilde{\nu}} \frac{e^{-\alpha(N+1)}}{2\tilde{k}\left(N+1\right)^{\frac{3}{2}}}.$$
 (17)

Распределения (16), (17) удовлетворяют требованиям

$$\int_{0}^{\infty} w_{f}^{*}(N) = 1, \quad \int_{0}^{\infty} w_{n}^{*}(N) = 1.$$

Распределение  $w_n^*(N)$  было включено выше в уравнения (10), (11).

## 3.1. Решение уравнения для распределения вероятностей *P*(*m*, *t*)

Уравнение (10) решалось с использованием интегрального преобразования Лапласа. Умножив обе стороны уравнения (10) на  $e^{-mp}$ и интегрируя их по *m* от нуля до бесконечности, изменив последовательность интегрирования и дифференцирования в левой части и интегрирований – в правой, получим:

$$\frac{d}{dt}\int_{0}^{\infty} P(m,t)e^{-mp}dm =$$

$$= \lambda_{9\phi}\int_{0}^{\infty} w_{n}^{*}(N)\int_{0}^{\infty} P(m-\gamma N+1,t)(m-\gamma N+1)e^{-mp}dmdN +$$

$$+ S_{9}\int_{0}^{\infty} w_{n}^{*}(N)\int_{0}^{\infty} P(m-\gamma N,t)e^{-mp}dmdN -$$

$$- S_{0}\int_{0}^{\infty} P(m,t)e^{-mp}dm - \lambda_{9\phi}\int_{0}^{\infty} P(m,t)me^{-mp}dm. \quad (18)$$

Отдельные слагаемые уравнения (18) представляются как

$$\frac{d}{dt}\int_{0}^{\infty}P(m,t)e^{-mp}dm=\frac{\partial G}{\partial t},$$

где G(p,t) является образом Лапласа распределения вероятностей P(m,t),

$$G(p,t) = \int_{0}^{\infty} P(m,t) e^{-mp} dm.$$
(19)

Первое слагаемое в правой части уравнения (18) представляется как

$$\lambda_{3\Phi} \int_{0}^{\infty} w_{n}^{*} (N) \int_{0}^{\infty} P(m - \gamma N + 1, t) (m - \gamma N + 1) e^{-mp} dm dN =$$
$$= \lambda_{3\Phi} e^{p} \int_{0}^{\infty} w_{n}^{*} (N) e^{-\gamma N p} \int_{(1 - \gamma N)}^{\infty} P(x, t) x e^{-xp} dx dN \simeq$$
$$\simeq \lambda_{3\Phi} e^{p} \int_{0}^{\infty} w_{n}^{*} (N) e^{-\gamma N p} \int_{0}^{\infty} P(x, t) x e^{-xp} dx dN =$$

$$-\lambda_{3\phi}e^{p}\int_{0}^{\infty}w_{n}^{*}(N)e^{-\gamma Np}\left[\frac{\partial}{\partial p}\int_{0}^{\infty}P(x,t)e^{-xp}dx\right]dN = -\lambda_{3\phi}e^{p}\frac{\partial G}{\partial p}\int_{0}^{\infty}w_{n}^{*}(N)e^{-\gamma Np}dN = -\lambda_{3\phi}e^{p}I_{0}(\gamma p)\frac{\partial G}{\partial p},$$
$$I_{0}(\gamma p) = \int_{0}^{\infty}w_{n}^{*}(N)e^{-\gamma Np}dN.$$

Здесь учтены сравнительная незначительность величины  $(1 - \gamma N)$ :  $0 < (1 - \gamma N) < 1$  и соотно-

шение 
$$\int_{0}^{\infty} P(m,t)me^{-mp}dm = -\frac{\partial G}{\partial p}$$

Второе слагаемое правой части уравнения (18) –

$$S_9 \int_0^{\infty} w_n^* (N) \int_0^{\infty} P(m - \gamma N, t) e^{-mp} dm dN =$$
$$= S_0 G(p, t) I_0(\gamma p);$$

третье слагаемое правой части уравнения (18) -

$$-S_0\int_0^\infty P(m,t)e^{-mp}dm = -S_0G(p,t);$$

четвертое слагаемое правой части уравнения (18) –

$$-\lambda_{9\phi}\int_{0}^{\infty}P(m,t)me^{-mp}dm=\lambda_{9\phi}\frac{\partial G}{\partial p}.$$

В итоге получаем, что аналог уравнения (10) в пространстве образов Лапласа имеет вид

$$\frac{\partial G}{\partial t} = \varphi_1(p) \frac{\partial G}{\partial p} + \varphi_2(p) G(p, t), \qquad (20)$$

где  $\varphi_1(p) = \lambda_{9\varphi} (1 - e^p I_0); \quad \varphi_2(p) = S_0 (I_0 - 1).$ 

Далее необходимо определить интеграл  $I_0(\gamma p)$ . При использовании функции  $w_n^*(N)$  в форме (17) интеграл  $I_0(p)$  записывается как

$$I_{0}(\xi) = I_{0}(\gamma p) = \left(1 - \frac{\tilde{k}}{\tilde{\nu}}\right) + \frac{\tilde{k}}{2\tilde{\nu}} e^{\gamma p} \int_{1}^{\infty} \frac{e^{-\xi x}}{x^{3/2}} dx, \quad (21)$$
  
где  $\xi = \left(\frac{\left(\Delta \tilde{k}\right)^{2}}{2} + \gamma p\right).$ 

Согласно справочнику [13] (с. 331, 956)

$$\int_{u}^{\infty} x^{\nu-1} e^{-\mu x} dx = \mu^{-\nu} \Gamma(\nu, \mu u),$$
  

$$\Gamma(\alpha+1, x) = \alpha \Gamma(\alpha, x) + x^{\alpha} e^{-x}, \qquad (22)$$
  

$$\Gamma\left(\frac{1}{2}, x\right) = \sqrt{\pi} \left[1 - \Phi\left(\sqrt{x}\right)\right],$$

где  $\Gamma(\nu, \mu u)$  является неполной гамма-функцией,  $\Phi(\sqrt{x})$  – интегралом вероятности.

С помощью формул (22) получено:

Как уже отмечалось, уравнения типа (20) обычно решают численно с помощью метода характеристик. Мы, однако, поступим иначе. Чтобы решить задачу аналитически, представим распределение вероятности P(m,t) приближенно в виде функции

$$P(m,t) = q(t)e^{-q(t)m}.$$
 (24)

В этом случае  $G(p,t) = \frac{q}{p+q}; \ \frac{\partial G}{\partial p} = -\frac{q}{\left(p+q\right)^2};$ 

 $\frac{\partial G}{\partial t} = -\frac{p}{\left(p+q\right)^2} q'$  и уравнение (20) превраща-

ется в обыкновенное дифференциальное уравнение 1-го порядка (уравнение Бернулли) для условной функции q(p,t) в пространстве образов Лапласа

$$\frac{dq}{dt} = f_1(p)q(t) + f_2(p)q^2(t), \qquad (25)$$
$$f_1 = \varphi_2 - \frac{\varphi_1}{p}; \quad f_2 = \frac{\varphi_2}{p}; \quad q(0) = q_0.$$

Уравнение (25) решается с использованием замены  $q(t) = \frac{1}{y(t)}$ , при которой оно при-

водится к линейному уравнению

$$\frac{dy}{dt} + f_1 y(t) + f_2 = 0, \quad y(0) = 1/q_0.$$
(26)

Решение уравнения (26) записывается как

$$y(p,t) = \left[\frac{1}{q_0} + \frac{f_2(p)}{f_1(p)}\right] e^{-f_1(p)t} - \frac{f_2(p)}{f_1(p)},$$

следовательно

$$q(p,t) = \left\{ \left[ \frac{1}{q_0} + \frac{f_2(p)}{f_1(p)} \right] e^{-f_1(p)t} - \frac{f_2(p)}{f_1(p)} \right\}^{-1}.$$

При  $q_0 \rightarrow \infty$  (это условие соответствует нулевому начальному значению *m*)

$$q(p,t) = \frac{f_1(p)}{f_2(p)} \frac{1}{\left(e^{-f_1(p)t} - 1\right)}.$$
 (27)

В нашем приближении, согласно представлению (24), решение (27) полностью определяет распределение вероятности присутствия в реакторе в момент времени t m предшественников запаздывающих нейтронов. В итоге распределение P(m,t) принимает вид

$$P(p,m,t) = \frac{f_1(p)}{f_2(p)} \frac{1}{\left(e^{-f_1(p)t} - 1\right)} \times \exp\left[-\frac{f_1(p)}{f_2(p)} \frac{m}{\left(e^{-f_1(p)t} - 1\right)}\right].$$
 (28)

Заметим, что мы здесь не применяем и не будем применять слишком сложное обратное преобразование Лапласа. Переменную «p» преобразования Лапласа будем в дальнейшем трактовать как свободный параметр. Порядок выбора оптимального значения этого параметра, наилучшим образом соответствующего решению (обозначим его как  $p_0$ ), основывается на сопоставлении расчетных и экспериментальных данных для реактора Godiva-11 (см. раздел 3.2). При подстановке  $p_0$  в выражения (27) и (28) условные решения q(p,t), P(p,m,t) превращаются в реальные q(t), P(m,t):

$$q(t) = q(p_0, t) = \frac{f_1(p_0)}{f_2(p_0)} \left[ e^{-f_1(p_0)t} - 1 \right]^{-1}, \quad (29)$$

$$P(m,t) = P(p_0,m,t) = q(t)e^{-q(t)m}.$$
 (30)

На рис. З представлены графики распределения вероятностей P(m,t) в различные моменты времени в реакторе с параметрами, характерными для слегка надкритичных быстрых импульсных реакторов с активными зонами из высокообогащенного урана. Значения параметров этого типичного импульсного реактора таковы:

$$\tilde{k} = 1,0004, \quad \tilde{v} = 2,63, \quad w_0 = 4 \cdot 10^{-4}, \quad \lambda_{9\phi} = 1 \text{ c}^{-1},$$
  
 $\beta_{9\phi} = 3 \cdot 10^{-3}, \quad \gamma = 0,794562 \cdot 10^{-2},$   
 $S_0 = 300 \text{ Hc}^{-1}, \quad \beta = 7 \cdot 10^{-3}.$  (31)

Значение оптимального параметра  $p_0$  для этого реактора равно  $6 \cdot 10^{-3}$ .

#### 3.2. Решение для распределения вероятностей W(t)

Конечной целью решаемой в настоящей статье задачи является определение не только P(m,t), но и не менее важной функции W(t) – распределения вероятностей возникновения первой устойчивой цепи делений. Если обозначить параметром  $\rho$  вероятность одной из

возможных реализаций хода зависимости *m* от времени, то, очевидно, можно записать:

$$S(\rho,t) = S_0 + \lambda_{3\phi} m(\rho,t),$$

$$W(\rho,t) = w_0 S(\rho,t) \exp\left[-w_0 \int_0^t S(\rho,t) dt\right],$$
(32)

где  $S_0$ , S – интенсивность внешнего и полного источника нейтронов соответственно,  $w_0$  – вероятность нейтрону источника инициировать устойчивую цепь делений,  $W(\rho,t)$  – плотность вероятности возникновения первой устойчивой цепи делений в момент t в случае, когда m(t) имеет вид  $m(\rho,t)$ . Средняя плотность вероятности W(t) будет определяться интегралом

$$W(t) = \int_{0}^{t} W(\rho, t) d\rho.$$
 (33)

Как видим, для определения  $W(\rho, t)$ , а затем и W(t) необходимо знать без пропусков и наложений все возможные реализации  $m(\rho, t)$ и вероятности реализаций. Эти сведения можно получить с помощью найденного выше приближенного распределения вероятности P(m, t).



Рис. 3. Распределение вероятностей числа предшественников запаздывающих нейтронов P(m,t) в слегка надкритичном типичном импульсном реакторе с параметрами (31) в различные моменты времени t: 1 – 0,2 с; 2 – 0,4 с; 3 – 0,6 с; 4 – 1 с; 5 – 1,5 с

Известно, что в надкритическом реакторе отношение  $m(t)/\overline{m}(t)$  с течением времени становится не зависящим от времени, а P(m,t) – зависящим только от отношения  $m(t)/\overline{m}(t)$  [7]. После того как распределение P(m,t) установится, каждое  $m(\rho,t)$  растет в соответствии с обычными уравнениями кинетики. Допустимо принять, что такого рода зависимость приближенно выполняется и при еще не установившемся распределении P(m,t). В этом приближении  $m(\rho,t)$  удовлетворяет соотношению

$$\int_{0}^{m(\rho,t)} P(m,t)dm = \rho, \quad 0 \le \rho \le 1, \qquad (34)$$

являющемуся уравнением относительно  $m(\rho, t)$  – верхнего предела интегрирования.

В принятом представлении P(m,t) в виде (24)  $m(\rho,t)$  определяется из (34) как решение уравнения

$$q(t)\int_{0}^{m(\rho,t)}e^{-q(t)m}dm = \rho$$

имеющее вид

$$m(\rho, t) = -\ln(1-\rho)/q(t).$$
 (35)

С учетом решения (27) выражение (35) переписывается как

$$m(\rho,t) = \ln(1-\rho) \frac{f_2(p_0)}{f_1(p_0)} \left(1 - e^{-f_1(p_0)t}\right).$$
(36)

Соответственно выражению (35) перепишутся и формулы (32) для  $S(\rho, t)$  и  $W(\rho, t)$ :

С помощью последнего выражения и соотношения (33) получено окончательно:

$$W(t) = \int_{0}^{1} W(\rho, t) d\rho = \frac{e^{-w_0 S_0 t}}{1 - A_2(t)} \left( W_0 S_0 - \frac{A_1(t)}{1 - A_2(t)} \right), (37)$$

$$A_{1}(t) = w_{0}\lambda_{3\phi} \frac{f_{2}(p_{0})}{f_{1}(p_{0})} \left(1 - e^{-f_{1}(p_{0})t}\right),$$
  
$$A_{2}(t) = w_{0}\lambda_{3\phi} \frac{f_{2}(p_{0})}{f_{1}(p_{0})} \left[t + \frac{1}{f_{1}(p_{0})} \left(e^{-f_{1}(p_{0})t} - 1\right)\right].$$

Здесь использованы интегралы:

$$\int_{0}^{1} e^{-A_{2}\ln(1-\rho)} d\rho = \frac{1}{1-A_{2}},$$
$$\int_{0}^{1} \ln(1-\rho)e^{-A_{2}\ln(1-\rho)} d\rho = -\frac{1}{\left(1-A_{2}\right)^{2}}$$

Полученное распределение W(t) легко сравнивать с результатами имеющихся экспериментов и расчетов, выполненных с использованием иных алгоритмов. Но более удобно проводить такое сравнение с помощью скалярной величины  $\overline{t}$  – среднего времени инициирования первой устойчивой цепи делений, равного

$$\overline{t} = \frac{\int\limits_{0}^{\infty} tW(t)dt}{\int\limits_{0}^{\infty} W(t)dt} = \int\limits_{0}^{\infty} tW(t)dt.$$

Важно отметить, что в случае отсутствия запаздывающих нейтронов решение (37) совпадает с точным теоретическим решением (3). В этом легко убедиться, если в решении (37) положить равным нулю параметр реактора  $\lambda_{3\phi}$ или  $\gamma$  (параметр  $\gamma$  содержит  $\beta_{3\phi}$  в качестве сомножителя).

### 3.3. Сравнение результатов расчета и эксперимента. Выбор оптимального значения параметра «*p*»

Приближенное представление P(m,t) в виде (24) и дальнейшее оперирование уравнениями, не прошедшими стадию обратного преобразования Лапласа, радикально упростило процедуру решения рассматриваемой в статье задачи. Эти приближения избавили нас от численного решения уравнения (20) для генерирующей функции G(p,t) и от весьма сложного обратного преобразования Лапласа для функции q(p,t) (выражение (27)). Однако, как и следовало ожидать, это упрощение достигнуто ценой существенного загрубления решения и утраты решением свойства однозначности. Здесь имеется в виду четко проявляемая зависимость решения (как P(m,t), так и W(t),  $\overline{t}$ ) от выбора конкретного значения параметра «*p*».

Указанная особенность полученного решения ярко продемонстрирована на рис. 4, 5 и в табл. 1 на примере типичного импульсного реактора с параметрами (31). На рис. 4 проиллюстрирована зависимость распределения W(t)от принятого в расчете конкретного значения «*p*». На рис. 5 показаны графики зависимости от «*p*» расчетного  $\overline{t}$  – среднего времени инициирования первой устойчивой цепи делений. В табл. 1 приведены относящиеся к графикам рис. 5 расчетные значения  $\overline{t}$  и *p*<sub>0</sub>.

#### Таблица 1

Расчетные значения *t* и оптимального параметра *p*<sub>0</sub> для вариантов типичного импульсного реактора (рис. 5)

Параметры реактора	$\overline{t}$ , c	Оптимальный параметр <i>p</i> 0
(31)	2,2 (8,33)	$6 \cdot 10^{-3}$
(31) при <i>S</i> <sub>0</sub> = 100	6,53 (25,0)	$2 \cdot 10^{-2}$
(31) при <i>S</i> <sub>0</sub> = 500	1,44 (5,00)	$4 \cdot 10^{-3}$
(31) при $\tilde{k} = 1,0002,$		
$w_0 = 2 \cdot 10^{-4}$	2,82 (16,7)	$6 \cdot 10^{-3}$
(31) при $\tilde{k} = 1,0008$ ,		
$w_0 = 8 \cdot 10^{-4}$	1,63 (4,00)	$8 \cdot 10^{-3}$

Примечание. В скобках указаны значения  $\bar{t}$ , рассчитанные по формуле (4), не учитывающей ЗН.

Как видим, графики рис. 4, 5 четко подтверждают зависимость (и притом значительную!) W(t) и  $\overline{t}$  от принимаемых в расчете значения параметра «*p*». Графики зависимости  $\overline{t}$ от «*p*» имеют довольно регулярный ход с максимумом в области очень малых значений параметра «*p*». По общему виду графики рис. 5 практически повторяют друг друга, имея не только одинаковый общий вид и форму в окрестности максимума  $\overline{t}$ , но и лишь малое отличие в значениях «*p*» в точках максимумов.



Рис. 4. Распределения W(t) для типичного импульсного реактора с параметрами (31), рассчитанные при нескольких значениях параметра «*p*»:  $1 - 6 \cdot 10^{-3}$ ;  $2 - 1 \cdot 10^{-2}$ :  $3 - 2 \cdot 10^{-2}$ 



Рис. 5. Графики зависимости  $\overline{t}$  от параметра «*p*» для типичного импульсного реактора с параметрами : 1 – (31); 2 – (31) при  $S_0 = 100; 3 - (31)$  при  $S_0 = 500; 4 - (31)$  при  $\tilde{k} = 1,0002, w_0 = 2 \cdot 10^{-4};$ 5 - (31) при  $\tilde{k} = 1,0008, w_0 = 8 \cdot 10^{-4}$ 

Продемонстрированная на рис. 4, 5 зависимость W(t) и  $\overline{t}$  от параметра «*p*» – это и есть та утрата решением свойства однозначности, о которой сказано выше. В сложившейся ситуации вернуть нашему решению однозначность можно лишь с помощью опоры на эксперимент или на решение, полученное более точным, нежели здесь представленным, способом. Мы в этих целях воспользуемся результатами цитированного выше эксперимента по исследованию флуктуационной задержки в развитии импульса делений, выполненного на импульсном реакторе Godiva-II с параметрами:

$$\tilde{k} = 1,00035, \quad \tilde{v} = 2,63, \quad w_0 = 3,5 \cdot 10^{-4},$$
  
 $\lambda_{9\phi} = 0,313 \text{ c}^{-1}, \quad \beta_{9\phi} = 5,43 \cdot 10^{-3},$   
 $\gamma = 1,43816 \cdot 10^{-2}, \quad S_0 = 290 \text{ Hc}^{-1},$   
 $\beta = 7 \cdot 10^{-3}.$  (38)

Измеренное на реакторе Godiva-II распределение W(t) представлено на рис. 1 в виде гистограммы. Экспериментальное значение  $\overline{t}$ для реактора Godiva-II определялось по этой гистограмме. Оно получено равным значению 3,4 с. Расчетный график зависимости  $\overline{t}$  от параметра «*p*» для реактора Godiva-II показан на рис. 6.

Предположим, что гистограмма рис. 1 и определенное по ней значение  $\bar{t}$  достаточно точны, а объявленные на момент проведения измерений реакторные параметры, в особенности  $\tilde{k}$  и  $S_0$ , близки к их действительным значениям. На этом основании будем трактовать приведенное выше экспериментальное значение  $\bar{t}$  для реактора Godiva-II как реальное  $\bar{t}$  и использовать его в качестве «референс» при оценке результатов расчета, а если говорить конкретнее, – при нахождении оптимального значения параметра «*p*», делающего решение поставленной в статье задачи однозначным.

Согласно рис. 6, расчетное  $\overline{t}$  для реактора Godiva-II, наиболее близкое указанному «референс», приходится на точку максимума графика и равно 2,40. Это значение  $\overline{t}$  (значение  $\overline{t}$  в максимуме графика) и будем принимать за итоговое расчетное  $\overline{t}$  для реактора Godiva-II, а соответствующее ему значение «p» – за оптимальное значение параметра «p», т. е. за  $p_0$ . Приведенные здесь данные для реактора Godiva-II сведены в табл. 2. В табл. 2 присутствует и значение  $\overline{t}$ , полученное по формуле (4), предполагающей отсутствие ЗН.



Рис. 6. Расчетный график зависимости среднего времени генерирования импульса делений  $\bar{t}$  для реактора Godiva-II от параметра «*p*»

Таблица 2

Экспериментальное и расчетные значения t и оптимальное значение параметра «p» для реактора Godiva-II

		Расчет	Расчет по
Пара- Экспери-		с помощью	формуле (4),
метр	мент	алгоритма	не учитываю-
		статьи	щей ЗН
$p_0$	_	$2 \cdot 10^{-3}$	-
$\overline{t}$ , c	3,4	2,40	9,85

Сравнение экспериментального и расчетных распределений W(t) в реакторе Godiva-II с параметрами (38) проводится на рис. 7. Расчетное W(t) на рис. 7 соответствует оптимальному значению параметра «*p*».

Как следует из рис. 7 и табл. 2, отличие расчетных и экспериментальных распределений W(t), а также значений  $\overline{t}$  для реактора Godiva-II довольно значительно. Расчетное значение  $\overline{t}$  примерно в 1,4 раза меньше экспериментального. Это отличие, тем не менее, не следует считать неприемлемо большим. Указанное несходство W(t) и значений  $\overline{t}$ , вообще говоря, не следует приписывать лишь ошибке расчета, поскольку на самом деле оно может быть связано, по крайней мере, частично, и с погрешностями оценки объявленных реакторных параметров  $\tilde{k}$  и  $S_0$  для реактора Godiva-II. Сказанное означает, что применительно к peaktopy Godiva-II расчет с использованием оптимального «р» предоставил возможность получения вполне приемлемого

результата. А вот результаты расчета по формулам (3), (4), предполагающим отсутствие ЗН, существенно отличаются и от экспериментальных, и от полученных в статье расчетных данных.

Указанная непротиворечивость экспериментальных и рассчитанных в статье распределений W(t) и значений  $\overline{t}$  для реактора Godiva-II, а также отмеченное выше подобие графиков зависимости  $\overline{t}$  от «*p*» для разных реакторов (см. рис. 5 и табл. 1) позволили авторам статьи сделать важное для дальнейшего заключение. Было принято, что по аналогии со случаем реактора Godiva-II, значения параметра «*p*», соответствующие максимумам кривых зависимостей  $\overline{t}$  от «*p*», следует считать оптимальными вор всех случаях расчета, к какому бы реактору расчет ни относился.

Таким образом, можно констатировать, что сравнение экспериментальных и полученных здесь расчетных данных для реактора Godiva-II позволило установить порядок выбора оптимального для расчета Godiva-II значения параметра «*p*», а затем на основе анализа расчетных данных для Godiva-II и ряда других реакторов – обосновать допустимость распространения этого правила на другие реакторы.

Сценарий расчета флуктуационных явлений для любого реактора с применением ре-



Рис. 7. Экспериментальное и расчетные распределения W(t) в реакторе Godiva-II с параметрами (38): гистограмма – эксперимент; сплошная кривая – расчет с помощью алгоритма настоящей статьи; пунктир – расчет по формуле (4), не учитывающей ЗН

комендуемого алгоритма должен начинаться с расчета зависимости  $\overline{t}$  от «*p*» в узкой области изменения «*p*» (4·10<sup>-3</sup> < *p* < 2·10<sup>-2</sup>), определения максимального значения  $\overline{t}$  и соответствующего ему оптимального значения «*p*». Найденное оптимальное значение параметра «*p*» (*p*<sub>0</sub>) следует использовать в дальнейшем расчете не только *P*(*m*,*t*), *W*(*t*), но и других зависимостей в рассматриваемой задаче.

Операция определения  $p_0$ , а также расчет распределений P(m,t), W(t) по формулам (30), (37) не составляют труда. Они легко выполняются на компьютере.

В качестве примера на рис. 8 показаны распределения W(t), рассчитанные для некоторых из представленных на рис. 5 вариантов типичного импульсного реактора.

Возвращаясь к табл. 1, отметим, что для представленных в ней вариантов типичного импульсного реактора длительность задержки в установлении первой устойчивой цепи делений  $\bar{t}$  составляет от 1,44 до 6,53 секунд. Длительность  $\bar{t}$  значительно возрастает с уменьшением  $S_0$  и  $\Delta \tilde{k}$ . Учет ЗН для представленных в табл. 1 вариантов реактора укорачивает длительность  $\bar{t}$  в 2,5–5,9 раз.



Рис. 8. Расчетные распределения W(t) для типичного импульсного реактора с параметрами: 1 – (31); 2 – (31) при  $S_0 = 100$ ; 3 – (31) при  $S_0 = 500$ 

## 4. Задача с коэффициентом размножения нейтронов $\tilde{k}$ , линейно зависящим от времени

В предыдущем разделе рассмотрен вариант задачи с постоянным, т. е. не зависящим от времени коэффициентом размножения нейтронов  $\tilde{k}$ , хорошо применимый к быстрым импульсным реакторам. В настоящем разделе статьи рассмотрен более сложный вариант с линейной зависимостью  $\tilde{k}$  от времени:  $\tilde{k} = 1 + at$ , где a – постоянный коэффициент. Этот вариант наилучшим образом подходит к оценкам масштаба возможных аварий как в импульсных, так и в стационарных реакторах.

Решение рассматриваемой в настоящем разделе задачи строится, в основном, по той же схеме, что и в разделе 3. Главное отличие исходных уравнений в задаче настоящего раздела заключается в появлении временной зависимости у функций  $w_n(N)$  – распределения плотности вероятностей N делений в ограниченной цепи, вызванной одним нейтроном источника. Эта функция выглядит теперь как

$$w_n^*(N,t) = \left(1 - \frac{\tilde{k}(t)}{\tilde{v}}\right) \delta(N) + \frac{\tilde{k}(t)}{\tilde{v}} \frac{e^{-\alpha(t)(N+1)}}{2\tilde{k}(t)(N+1)^{\frac{3}{2}}},$$
$$k(t) = 1 + at, \quad \alpha(t) \simeq \tilde{k}(t) - \ln \tilde{k}(t) - 1 \simeq \frac{\left(at\right)^2}{2}.$$

Интегродифференциальное уравнение (10) для распределения вероятностей P(m,t) и уравнение (20) для генерирующей функции (19) принимают вид:

$$\frac{dP(m,t)}{dt} =$$

$$= \lambda_{3\phi} \int_{0}^{\infty} P(m - \gamma N + 1, t)(m - \gamma N + 1)w_{n}^{*}(N,t)dN +$$

$$+ S_{0} \int_{0}^{\infty} P(m - \gamma N, t)w_{n}^{*}(N,t)dN - P(m,t)(S_{0} + \lambda_{3\phi}m),$$
(39)
$$P(m,t) = 0 \quad \text{при } m < 0;$$

$$\frac{\partial G}{\partial t} = \varphi_1(p,t) \frac{\partial G}{\partial p} + \varphi_2(p,t) G(p,t), \qquad (40)$$

где 
$$\varphi_1(p,t) = \lambda_{3\phi} \left( 1 - e^p I_0(p,t) \right), \quad \varphi_2(p,t) =$$
  
=  $S_0 \left( I_0(p,t) - 1 \right).$ 

Функция  $I_0(p)$  превращается в  $I_0(p,t)$ :

$$\begin{split} I_0(p,t) &= 1 - \frac{\tilde{k}}{\tilde{v}} + \frac{\tilde{k}}{\tilde{v}} e^{\gamma p} \left[ e^{-\xi} - \sqrt{\pi\xi} \left( 1 - \Phi\left(\sqrt{\xi}\right) \right) \right] \cong \\ &\simeq 1 - \frac{\tilde{k}}{\tilde{v}} + \frac{\tilde{k}}{\tilde{v}} e^{\gamma p} \left( 1 - \sqrt{\pi\xi} + \xi - \frac{1}{6}\xi^2 \right), \end{split}$$
где  $k(t) = 1 + at, \quad \xi = \left( \frac{(at)^2}{2} + \gamma p \right). \end{split}$ 

И здесь, чтобы решить задачу аналитически, распределение вероятности P(m,t) в уравнении (39) представляется приближенно в виде функции

$$P(m,t) = q(t)e^{-q(t)m}.$$
(41)

Уравнение (40) для генерирующей функции G(p,t) превращается при этом в обыкновенное дифференциальное уравнение 1-го порядка (уравнение Бернулли с зависящими от времени коэффициентами) для условной функции q(p,t),

$$\frac{dq}{dt} = f_1(p,t)q(t) + f_2(p,t)q^2(t), \quad (42)$$

$$f_1(p,t) = \varphi_2(p,t) - \frac{\varphi_1(p,t)}{p} =$$

$$= \left(S_0 + \frac{\lambda_{3\Phi}}{p}e^p\right)I_0(p,t) - \left(S_0 + \frac{\lambda_{3\Phi}}{p}\right),$$

$$f_2 = \frac{\varphi_2}{p} = \frac{S_0}{p}[I_0(p,t) - 1].$$

Согласно справочнику [14], решение уравнения (42) имеет вид

$$q(p,t) = -\frac{1}{Q(p,t) \int_{0}^{t} B(p,t) dt},$$

$$(43)$$

$$Q(p,t) = e^{\int_{0}^{1} f(p,t) dt}, \quad B(p,t) = \frac{f_{2}(p,t)}{Q(p,t)}.$$

Для входящих в решение (43) интегралов  $\int_{0}^{t} f_{1}(p,t)dt$  и  $\int_{0}^{t} I_{0}(p,t)dt$  получены следующие выражения:

$$\begin{split} & \int_{0}^{t} f_{1}(p,t)dt = \\ &= \left(S_{0} + \frac{\lambda_{9\Phi}}{p}e^{p}\right)\int_{0}^{t} I_{0}(p,t)dt - \left(S_{0} + \frac{\lambda_{9\Phi}}{p}\right)t, \\ & \int_{0}^{t} I_{0}(p,t)dt = \\ &= t - \frac{1}{\tilde{v}}\left(t + \frac{a}{2}t^{2}\right) + \frac{e^{\gamma p}}{\tilde{v}}\left[i_{1}(p,t) + i_{2}(p,t)\right], \\ & i_{1}(p,t) = t - a\sqrt{\frac{\pi}{2}} \times \\ \times \left[\frac{t}{2}\sqrt{t^{2} + \frac{2\gamma p}{a^{2}}} + \frac{\gamma p}{a^{2}}\ln\left(t + \sqrt{t^{2} + \frac{2\gamma p}{a^{2}}}\right) - \frac{\gamma p}{a^{2}}\ln\frac{\sqrt{2\gamma p}}{a}\right] + \\ & + \frac{a^{2}}{6}t^{3} + \gamma pt - \frac{a^{4}}{120}t^{5} - \frac{\gamma pa^{2}}{18}t^{3} - \frac{(\gamma p)^{2}}{6}t, \\ & i_{2}(p,t) = \frac{a}{2}t^{2} - \frac{a^{2}}{3}\sqrt{\frac{\pi}{2}}\left[\sqrt{\left(t^{2} + \frac{2\gamma p}{a^{2}}\right)^{3}} - \left(\frac{\sqrt{2\gamma p}}{a}\right)^{3}\right] + \\ & + \frac{a^{3}}{8}t^{4} + \frac{a\gamma p}{2}t^{2} - \frac{a^{5}}{144}t^{6} - \frac{a^{3}\gamma p}{24}t^{4} - \frac{a(\gamma p)^{2}}{12}t^{2}. \end{split}$$

При записи решений  $i_1(p,t)$  и  $i_2(p,t)$  использованы интегралы [15]:

$$\int \sqrt{x^2 + A^2} \, dx =$$

$$= \frac{x}{2} \sqrt{x^2 + A^2} + \frac{A^2}{2} \ln\left(x + \sqrt{x^2 + A^2}\right) + C,$$

$$\int x \sqrt{x^2 + A^2} \, dx = \frac{\sqrt{\left(x^2 + A^2\right)^3}}{3} + C.$$

Интеграл  $\int_{0}^{t} B(p,t)dt$  в решении (43) рассчитывается численно. При  $t \to 0$  решение  $q(p,t) \to \infty$ . Это условие соответствует нуле-

вому начальному значению m. В приближении (41) решение (42) полностью определяет P(p,m,t) – условное распределение вероятности присутствия в реакторе в момент времени t m предшественников запаздывающих нейтронов. В итоге распределение P(p,m,t) принимает вид

$$P(p,m,t) = -\frac{1}{Q(p,t)\int_{0}^{t} B(p,t)dt} e^{-\frac{m}{Q(p,t)\int_{0}^{t} B(p,t)dt}}.(44)$$

Мы и здесь не будем применять слишком сложное обратное преобразование Лапласа. По аналогии с разделом 3, переменная «p» преобразования Лапласа будет и здесь трактоваться как свободный параметр, а значение  $p_0$ этого параметра, наилучшим образом соответствующее решению задачи, будет именоваться оптимальным. При подстановке  $p_0$  в выражения (43) и (44) условные решения q(p,t), P(p,m,t) превращаются в реальные q(t), P(m,t):

$$q(t) = q(p_0, t) = -\frac{1}{Q(p_0, t) \int_0^t B(p_0, t) dt}, \quad (45)$$

$$P(m, t) = P(p_0, m, t) = \frac{m}{Q(p, t) \int_0^t B(p, t) dt}, \quad (46)$$

$$= -\frac{1}{Q(p, t) \int_0^t B(p, t) dt} e^{-\frac{m}{Q(p, t) \int_0^t B(p, t) dt}}. \quad (46)$$

На рис. 9 представлены графики распределения вероятностей P(m,t) в различные моменты времени в типичном быстром импульсном реакторе с линейно вводимой реактивностью. Слегка измененные, в сравнении с (31), параметры этого реактора имеют значения:

$$a = 0,01, \ \tilde{v} = 2,63, \ \lambda_{3\phi} = 1 \ c^{-1}, \ \beta_{3\phi} = 3 \cdot 10^{-3},$$

$$(47)$$
 $\gamma = 0,794562 \cdot 10^{-2}, \ S_0 = 300 \ Hc^{-1}, \ \beta = 7 \cdot 10^{-3}.$ 

Значение оптимального параметра  $p_0$  для этого реактора принято равным  $6 \cdot 10^{-3}$ .



Рис. 9. Распределение вероятностей числа предшественников запаздывающих нейтронов P(m, t) в типичном импульсном реакторе с линейным вводом реактивности, с параметрами (47) в различные моменты времени t: 1 – 0,2 с; 2 – 0,4 с; 3 – 0,6 с; 4 - 1 с; 5 – 1,5 с

Как уже говорилось, конечной целью решаемых в настоящей статье задач является определение не только P(m, t), но и не менее важной функции W(t) – распределения вероятностей возникновения первой устойчивой цепи делений. Если обозначить параметром  $\rho$  вероятность одной из возможных реализаций хода зависимости *m* от времени, то, очевидно, для реактора с линейно вводимой реактивностью можно записать:

$$S(\rho, t) = S_0 + \lambda_{ij} m(\rho, t),$$

$$W(\rho, t) = at S(\rho, t) \exp\left[-\int_0^t at S(\rho, t) dt\right],$$
(48)

где  $S_0$ , S – интенсивность внешнего и полного источника нейтронов соответственно, at – вероятность нейтрону источника инициировать устойчивую цепь делений, равная надкритичности по мгновенным нейтронам  $\Delta \tilde{k}(t)$  в момент времени t,  $W(\rho, t)$  – плотность вероятности возникновения первой устойчивой цепи делений в момент t в случае, когда m(t) имеет вид  $m(\rho, t)$ . Средняя плотность вероятности W(t) будет определяться интегралом

$$W(t) = \int_{0}^{t} W(\rho, t) d\rho.$$
 (49)

Для определения W(t) необходимо знать без пропусков и наложений все возможные реализации  $m(\rho, t)$  и вероятности реализаций. Этим условиям можно удовлетворить с помощью найденного выше распределения вероятности P(m, t) (46) и предположения, по аналогии с разделом 3.2, независимости от времени отношения  $m(t)/\overline{m}(t)$ . В этом приближении  $m(\rho, t)$ удовлетворяет соотношению

$$\int_{0}^{m(\rho,t)} P(m,t)dm = \rho, \quad 0 \le \rho \le 1,$$

являющемуся уравнением относительно верхнего предела интегрирования.

В нашем случае *m*(ρ, *t*) определяется как решение уравнения

$$-\frac{1}{Q(p,t)\int\limits_{0}^{t}B(p,t)dt}\int\limits_{0}^{m(\rho,t)}e^{\frac{m}{Q(p,t)\int\limits_{0}^{t}B(p,t)dt}}dm=\rho,$$

имеющего вид

$$m(\rho,t) = \ln(1-\rho)Q(p,t)\int_{0}^{t}B(p,t)dt.$$
 (50)

Соответственно выражению (50) перепишутся и формулы (48) для функций  $S(\rho, t)$  и  $W(\rho, t)$ :

$$S(\rho,t) = S_0 + \lambda_{3\phi} \ln(1-\rho)Q(p,t) \int_0^t B(p,t)dt,$$
  

$$W(\rho,t) = at \left( S_0 + \lambda_{3\phi} \ln(1-\rho)Q(p,t) \int_0^t B(p,t)dt \right) \times$$
  

$$\times \exp \left[ -\int_0^t at \left( S_0 + \lambda_{3\phi} \ln(1-\rho)Q(p,t) \int_0^t B(p,t)dt \right) dt \right].$$

С помощью последнего выражения и соотношения (49) получено окончательно:

$$W(t) = \int_{0}^{1} W(\rho, t) d\rho =$$
  
=  $e^{-\frac{aS_0}{2}t^2} \frac{aS_0t[1-D(t)] - R(t)}{[1-D(t)]^2},$  (51)  
 $R(t) = \lambda_{9\phi} atQ(p_0, t) \int_{0}^{t} B(p_0, t) dt,$ 

$$D(t) = \int_{0}^{t} R(t) dt.$$

При записи (51) использованы интегралы:

$$\int_{0}^{1} e^{-D(t)\ln(1-\rho)} d\rho = \frac{1}{1-D(t)},$$
$$\int_{0}^{1} \ln(1-\rho)e^{-D(t)\ln(1-\rho)} d\rho = -\frac{1}{\left(1-D(t)\right)^{2}}.$$

Интегралы R(t) и D(t) в решении (51) определяются численно.

Как и ранее, результаты проводимых здесь расчетов можно сравнивать один с другим или с результатами экспериментов и расчетов, выполненных с использованием иных алгоритмов, непосредственно по распределениям W(t). Но, как и ранее, более удобно проводить такое сравнение с помощью скалярной величины  $\overline{t}$  – среднего времени инициирования первой устойчивой цепи делений, равного

$$\overline{t} = \frac{\int_{0}^{\infty} tW(t)dt}{\int_{0}^{\infty} W(t)dt} = \int_{0}^{\infty} tW(t)dt.$$
 (52)

В случае отсутствия запаздывающих нейтронов, решения (51), (52) совпадают с теоретическими решениями (6), (7):

$$W(t) \simeq aS_0 t \exp\left(-\frac{aS_0 t^2}{2}\right),$$
$$\overline{t} \simeq \sqrt{\frac{\pi}{2aS_0}}.$$

Результаты проведенных с помощью решения (51) расчетов представлены на рис. 10-12 и в табл. 3. Эти результаты демонстрируют свойства как указанного решения, так и стохастической кинетики реакторов с линейным вводом избыточной реактивности. На рис. 10 показаны графики зависимости  $\overline{t}$  от «*p*» для нескольких представительных наборов реак-

торных параметров. Как видим, в случае линейного ввода реактивности графики зависимости  $\bar{t}$  от «*p*», как и ранее, регулярны и однотипны по виду, но, в отличие от прежних графиков, не имеют выделенного максимума в области малых значений «*p*». Из-за отсутствия указанного максимума, а также ввиду сравнительно слабой зависимости  $\bar{t}$  от «*p*», в качестве оптимального значения «*p*» во всех вариантах реактора с линейным вводом реактивности принято значение  $p_0$ , равное  $6 \cdot 10^{-3}$ . Это значение  $p_0$  наиболее типично для реакторов с постоянным  $\Delta \tilde{k}$ .

На рис. 11 продемонстрирована зависимость вида распределений W(t) от выбора конкретных значений параметра «*p*». На рис. 12 показаны распределения W(t) при трех наборах реакторных параметров и при оптимальных значениях параметра «*p*» (*p*<sub>0</sub>), равных  $6 \cdot 10^{-3}$ . В табл. 3 приведены значения  $\overline{t}$  при оптимальном параметре «*p*», равном  $6 \cdot 10^{-3}$ , для вариантов реактора, представленных на рис. 10. Там же (в скобках) указаны значения  $\overline{t}$ , рассчитанные по формуле (7), не учитывающей ЗН.



Рис. 10. Графики зависимости  $\overline{t}$  от «*p*» для типичного импульсного реактора с параметрами: 1 – (47); 2 – (47) при  $S_0 = 100$ ; 3 – (47) при  $S_0 = 500$ ; 4 – (47) при a = 0,005; 5 – (47) при a = 0,02



Рис. 11. Распределения W(t) для типичного импульсного реактора с параметрами (47), рассчитанные при нескольких значениях параметра «*p*»:  $1 - 6 \cdot 10^{-3}$ :  $2 - 1 \cdot 10^{-2}$ :  $3 - 2 \cdot 10^{-2}$ 



Рис. 12. Распределения *W*(*t*) для типичного импульсного реактора с параметрами: 1 – (47); 2 – (47) при *a* = 0,005; 3 – (47) при *a* = 0,02

#### Таблица 3

Значения  $\bar{t}$  при оптимальном параметре «p», равном  $6 \cdot 10^{-3}$ , для вариантов реактора на рис. 10.

Параметры реактора	$\overline{t}$ , c
(47)	0,554 (0,724)
(47) при S <sub>0</sub> = 100	0,892 (1,25)
(47) при S <sub>0</sub> = 500	0,437 (0,560)
(47) при <i>a</i> = 0,005	0,737 (1,023)
(47) при <i>a</i> = 0,02	0,411 (0,512)

Примечание. В скобках указаны значения  $\bar{t}$ , рассчитанные по формуле (7), не учитывающей ЗН.

При линейном вводе реактивности длительность задержки  $\bar{t}$  во времени установления устойчивой цепи делений значительно короче, чем в случае постоянного  $\Delta \tilde{k}$ . И учет ЗН приводит здесь к существенно меньшему эффекту. В случае линейного ввода реактивности учет 3H может приводить к укорочению длительности  $\overline{t}$  в 1,4 раза.

Как указывалось выше, в оценках масштаба возможных в реакторах аварийных энерговыделений решающую роль играет реактивность  $(\Delta \tilde{k})_{\text{макс}}$ , которая может быть введена до начала действия механизмов (внутренних или внешних), гасящих цепную реакцию. Значение  $(\Delta \tilde{k})_{\text{макс}}$  непосредственно связано со средним временем запаздывания импульса. Эта связь выражается соотношением

$$\left(\Delta \tilde{k}\right)_{\text{макс}} \simeq a\overline{t}.$$

В табл. 4 приведены значения  $(\Delta \tilde{k})_{\text{макс}}$ для вариантов типичного импульсного реактора, представленных на рис. 10 и в табл. 3. Там же (в скобках) указаны значения  $(\Delta \tilde{k})_{\text{макс}}$ , рассчитанные по формуле (8), не учитывающей ЗН. Для представленных в табл. 4 вариантов реактора реактивность  $(\Delta \tilde{k})_{\text{макс}}$  может достигать уровня 0,9 %. Реактивность  $(\Delta \tilde{k})_{\text{макс}}$  значительно возрастает с уменьшением  $S_0$  и ростом параметра «*a*».

#### Таблица 4

Реактивность (∠k̃)<sub>макс</sub>, вводимая до начала действия механизмов глушения вариантов реактора, представленных на рис. 10 и в табл. 3.

Параметры реактора	$\left(\Delta  ilde{k} ight)_{ m Makc}$
(47) (47) при S <sub>0</sub> = 100 (47) при S <sub>0</sub> = 500 (47) при <i>a</i> = 0,005 (47) при <i>a</i> = 0,02	$\begin{array}{c} 5,54{\cdot}10^{-3}~(7,24{\cdot}10^{-3})\\ 8,92{\cdot}10^{-3}~(12,5{\cdot}10^{-3})\\ 4,37{\cdot}10^{-3}~(5,60{\cdot}10^{-3})\\ 3,69{\cdot}10^{-3}~(5,12{\cdot}10^{-3})\\ 8,22{\cdot}10^{-3}~(10,2{\cdot}10^{-3})\end{array}$

Примечание. В скобках указаны значения  $\left(\Delta \tilde{k}\right)_{\text{макс}}$ , рассчитанные по формуле (8), не учитывающей ЗН.
#### Заключение

В надкритическом реакторе со слабым источником нейтронов рост мощности на первом этапе ее разгона подвержен сильному влиянию стохастических флуктуаций. Задаче теоретического описания стохастических явлений в реакторах посвящены работы многих зарубежных и отечественных авторов. Из них следует, что сравнительно точное описание стохастических явлений в реакторах представляет собой сложную и трудную задачу. В то же время известно, что анализ стохастических явлений часто сопутствует решению проблем пуска и безопасности реакторных установок.

Ввиду сказанного существует потребность в формулировании более простых, пусть и приближенных, алгоритмов решения указанной задачи. Настоящая статья является ответом на эту потребность. Она посвящена разработке простых в исполнении и полностью аналитических алгоритмов решения стохастических задач в реакторах со слабым источником.

В основу сформулированных в статье алгоритмов положена идея ограниченных и бесконечных (устойчивых) цепей делений. Эта идея, впервые рассмотренная в работе [3] применительно к моделям реактора без 3H, позволила автору указанной статьи простым и наглядным способом получить компактные и очень результативные в применениях формулы для распределения вероятностей и среднего времени инициирования первой устойчивой цепи делений.

В настоящей статье указанный подход распространен на более реалистичные модели с учетом ЗН. В этом представлении нейтронные процессы в реакторе заключаются в размножении предшественников ЗН в сильно флуктуирующих по числу делений ограниченных цепях, вкладе нейтронов от распада предшественников в эффективный источник, действующий в реакторе, и в генерировании нейтронами источника новых цепей делений.

Рассмотрение этих явлений проводится в рамках часто используемого приближения нулевого времени жизни нейтронов и одной группы ЗН. Кроме того, в целях замены операций суммирования интегрированием и тем самым упрощения расчетов принято, что число предшественников ЗН *m* и число делений в ограниченных цепях *N* могут иметь любые, не обязательно целые значения.

В рамках перечисленных допущений в статье:

– сформулированы интегродифференциальные уравнения для P(m, t) – распределения вероятностей присутствия в реакторе в момент времени t m предшественников 3H – и уравнения для генерирующей функции;

 с помощью приближенного представления

$$P(m,t) = q(t)e^{-q(t)m}$$

уравнения для генерирующей функции преобразованы в обыкновенные дифференциальные уравнения. В результате получены условные решения (в пространстве образов Лапласа) P(p, m, t), а также  $W(\rho, t)$ ,  $\overline{t}(p)$  – распределения вероятностей и среднего времени инициирования первой устойчивой цепи делений соответственно;

– на основе сопоставления расчетного и экспериментального значений  $\overline{t}$  для реактора Godiva-II выполнен переход от условных решений к реальным решениям P(m,t), W(t)и  $\overline{t}$ .

Результаты выполненных расчетов свидетельствуют о важной роли ЗН в процессе установления устойчивой цепи делений. В случае постоянной надкритичности  $\Delta \tilde{k}$  учет ЗН может приводить к двух-семикратному укорочению длительности  $\bar{t}$ . При линейном вводе реактивности учет ЗН приводит к существенно меньшему эффекту, но, тем не менее, и в этом случае может достигаться укорочение длительности  $\bar{t}$  в 1,4 раза.

Расчеты по выведенным в статье формулам не составляют труда. Они легко выполняются на компьютере. Что касается точности расчетов, то, логически, есть основания предполагать, что результаты расчетов для разных реакторов соотносятся с реальностью так же, как в случае реактора Godiva-II. Для большей уверенности в результатах желательно было бы иметь для сравнения дополнительные примеры образцовых измерений или расчетов. Однако возможностей к этому пока не представилось.

Полученные в статье аналитические решения предоставляют возможность быстрого определения вероятностных характеристик разгона реактора при наличии лишь слабого источника нейтронов. Эти решения будут полезны при отработке методов генерирования импульсов делений в импульсных реакторах, при оценке масштаба аварий в реакторах вообще и при поиске мер к предупреждению этих аварий.

#### Список литературы

1. Wimett T. F., White R. H., Stratton W. R., Wood D. P. «Godiva-II» – an unmoderated pulseirradiation reactor // Nucl. Sci. Engng., 1960, vol. 8, N 6, p. 691–708.

2. Williams M. M. R. Random Processes in Nuclear Reactors. – Pergamon Press. Oxford. New York. Toronto. Sydney. 1974.

3. Hansen G. E. Assembly of fissionable material in the presence of a weak neutron source // Nucl. Sci. Engng., 1960, vol. 8, N 6, p. 709–719.

4. Kazi H. Preinitiation measurements with a fast pulse reactor // Trans. Amer. Nucl. Soc., 1971, vol. 14, N 2, p. 763–764.

5. O'Brien P. D. Design problems // Fast Burst Reactors. Proc. of the National Topical Meeting on fast burst reactors held at the University of New Mexico, Albuquerque, January 28–30, 1969. USAEC CONF-690102, 1969.

6. Seal R. L. A review of the CRAC experiments // Trans. Amer. Nucl. Soc., 1971, vol. 14, N 1, p. 34-35.

7. Bell G. I. Probability distribution of neutrons and precursors in a multiplying assembly // Annals of Physics, 1963, vol. 21, N 2, p. 243–283.

8. Hurwitz H., Jr., McMillan D. B., Smith J. H., Storm M. R. Kinetics of low source reactor startups. Parts I and II // Ibid., 1963, vol. 15, N 2, p. 166–186.

9. Волков Ю. В. Стохастическая кинетика реактора со слабым источником и ядерная безопасность // Атомная энергия, 1992, т. 72, вып. 1, с. 13–18.

10. Нестеренко Р. Ю. Стохастическая теория переноса нейтронов в реакторе. Линейные стохастические уравнения распределенной модели // ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 2016, вып. 1, с. 104–124.

11. Колесов В. Ф. Влияние запаздывающих нейтронов на время установления устойчивой цепи делений // Атомная энергия, 1965, т. 18, вып. 6, с. 578–583.

12. Математическая энциклопедия. – М.: Советская энциклопедия. 1985. Т. 5. С. 1246.

13. Градштейн И. С., Рыжик И. М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. – М.: Физматгиз, 1963. С. 1100.

14. Камке Э. Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям. – М.: Физматгиз, 1961. С. 704.

15. Выгодский М. Я. Справочник по высшей математике. – М.: Физматгиз, 1961. С. 784.

Контактная информация –

Колесов Владимир Федорович, главный научный сотрудник ИЯРФ, РФЯЦ-ВНИИЭФ, e-mail: otd4@expd.vniief.ru

Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, 2020, вып. 4, с. 17–37.

# РАДИОЛИТИЧЕСКОЕ КИПЕНИЕ РАСТВОРНОГО ГОМОГЕННОГО РЕАКТОРА В СТАТИЧЕСКОМ РЕЖИМЕ РАБОТЫ

#### А. Н. Сизов, В. Б. Гречушкин, В. Х. Хоружий

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 607190, г. Саров Нижегородской обл.

Статья поступила в редакцию 07.07.2020, после доработки – 30.09.2020, принята к публикации – 20.11.2020

Рассмотрен механизм радиолитического кипения в растворных гомогенных реакторах при работе в статическом режиме. Он включает рождение пузырьков радиолитического газа на треках осколков деления ядер урана, их слияние и всплытие. С использованием результатов экспериментов проанализированы зависимости распределения по высоте активной зоны числа газовых пузырьков и их размеров.

Ключевые слова: растворный реактор, статический режим, радиолитическое кипение.

**RADIOLYTIC BOILING DURING SOLUTION HOMOGENEOUS REACTOR OPERATION IN STATIC MODE / A. N. SIZOV, V. B. GRECHUSHKIN, V. Kh. KHORUZHY //** The mechanism of radiolytic boiling in solution homogeneous reactors when operating in static mode is considered. It includes the birth of radiolytic gas bubbles on the tracks of fission fragments of uranium nuclei, their fusion and ascent. Using the experimental results, the dependences of the distribution over the height of the active zone of the number of gas bubbles and their sizes are analyzed.

Key words: solution reactor, static mode, radiolytic boiling.

Гомогенные ядерные реакторы на основе водных растворов урановых солей по своему назначению условно можно разделить на две группы: импульсные и статические. Статические растворные реакторы могут использоваться для наработки радиоактивных изотопов, а также для проведения радиационных исследований в условиях стационарного облучения [1, 2]. Импульсные растворные реакторы, как правило, применяются для проведения радиационных исследований различных материалов и приборов в условиях сравнительно коротких, но интенсивных *п*-у облучений, в том числе «для лабораторных испытаний приборов, работающих в сильных радиационных полях, на стойкость к интенсивному гамма-нейтронному излучению [3]». Длительность импульса таких реакторов варьируется от  $\sim 10^{-3}$  с и выше.

Однако импульсные растворные реакторы применяют и для работы в статическом режиме.

В гомогенных растворных реакторах одним из определяющих факторов, влияющих на их динамику, является радиолитическое кипение [4–6]. Причина возникновения радиолитического кипения – образование на треках осколков делящихся ядер пузырьков, содержащих газообразные продукты радиолиза воды (молекулярные водород и кислород) и водяной пар. Время формирования газовых пузырьков  $\tau \sim 10^{-8} - 10^{-7}$  с. Их радиус в конечный момент формирования («момент рождения») равен  $\sim 10^{-5}$  см, а среднее число пузырьков, первоначально рождающихся на акт деления ядра урана, составляет N = 1,5 [5, 6].

Образовавшиеся газовые пузырьки неустойчивы. Дальнейшая судьба пузырьков (рост или исчезновение) определяется диффузией газа через их поверхность. Направление диффузии зависит от концентрации газа в окружающей жидкости. Парциальное давление газа в пузырьке связано с концентрацией растворенного газа в жидкости на его границе законом Генри [5, 6]

$$c_R = BP_g = B(2\alpha/R + P - \varphi), \qquad (1)$$

где  $c_R$  – концентрация радиолитического газа в жидкости на границе пузырька, имеющего радиус R; B – коэффициент растворимости (закон Генри), зависящий от сорта газа; P – давление в окружающей жидкости;  $P_g$  – парциальное давление радиолитического газа в пузырьке в текущий момент времени;  $\alpha$  – коэффициент поверхностного натяжения на поверхности пузырька;  $\phi$  – давление паров воды в пузырьке.

В результате растворения пузырьков средняя концентрация газа, перешедшего в раствор, возрастает. Начиная с удельного энерговыделения ~40 МДж/м<sup>3</sup>, средняя концентрация газа в растворе и его концентрация на границах пузырьков становятся близки [5, 6]. Растворение пузырьков существенно замедляется, практически прекращается, и вновь рождающиеся пузырьки начинают накапливаться. Возрастает вероятность рождения новых пузырьков в непосредственной близости от уже существующих, что может приводить к их слиянию. Пузырьки, возникшие от такого слияния имеют больший размер, чем первоначальные пузырьки, родившиеся на треках осколков деления. Концентрация растворенного газа на их границе в соответствии с равенством (1) меньше, чем у первоначальных пузырьков. Поэтому растворенный в жидкости газ будет диффундировать в образованные подобными слияниями пузырьки. Такие пузырьки будут расти.

Слияние может иметь место и при всплытии пузырьков. Действительно, всплывающие пузырьки (хотя бы та их часть, которая образована описанными выше слияниями) увеличиваются за время своего движения вверх под влиянием диффузии в них газа. Чем на более низком уровне возникли пузырьки, тем больше становится их размер по достижении при подъеме некоторого рассматриваемого поперечного сечения активной зоны (АЗ). Соответственно, и скорость всплытия этих пузырьков выше, чем скорость родившихся в данном сечении пузырьков, т. к. она пропорциональна квадрату их радиуса [7]. Очевидно, что возникшие в более низких слоях АЗ пузырьки догоняют при всплытии своих «собратьев», появившихся в более высоких слоях. В этом случае может проявиться эффект объединения «догоняющих» пузырьков с находящимися выше.

Преследуя цель получить масштабные характеристики объемной доли пузырьков в A3 и скорости выхода газа из раствора A3, будем полагать, что распределение энерговыделения в плоскости, перпендикулярной центральной оси A3, имеющей форму цилиндра, однородно, пузырьки всплывают строго вертикально, все пузырьки в рассматриваемом горизонтальном сечении A3 можно характеризовать единым средним радиусом R (таким, чтобы полный суммарный объем пузырьков был равен их истинному суммарному объему в этом сечении).

Выберем за начало отсчета вертикальной координаты *x* дно АЗ. Плотность потока массы газа, всплывающей в пузырьках через горизонтальную поверхность АЗ, расположенную на расстоянии *x* от дна, равна

$$\Phi(x) = u(x)m(x)N_A(x), \qquad (2)$$

где m – масса радиолитического газа в среднем пузырьке;  $N_A$  – число рассматриваемых средних пузырьков в единице объема A3, состоящей из смеси жидкого раствора с пузырьками; u – скорость всплытия среднего пузырька; x – расстояние рассматриваемой поверхности от дна A3.

Суммарная масса газа и пара в пузырьках, находящихся в единице массы A3, пренебрежимо мала по сравнению с массой жидкой компоненты этой единицы массы A3 (а это именно так при  $P \sim 10^5$  Па и  $T \leq 100$  °C). Поэтому массой газа и пара в пузырьках можно пренебречь и, соответственно, удельный объем A3 можно представить как

$$v_A = v_l + V,$$

где  $v_l$  – удельный объем жидкой компоненты АЗ; V – суммарный объем пузырьков в единице массы жидкости.

Пузырьки возникают и в дальнейшем существуют в окружении жидкой компоненты АЗ. Удобно выразить число пузырьков в единице объема АЗ через число пузырьков в единице массы АЗ, которое, в силу пренебрежения весом газа в пузырьках, равно числу пузырьков в единице массы только жидкой компоненты. Суммарный объем пузырьков в единице массы жидкости равен

$$V(x) = \frac{4\pi}{3} N_m(x) R(x)^3,$$
 (3)

где N<sub>m</sub> – число пузырьков в единице массы АЗ.

Введем безразмерный параметр, характеризующий объемную долю пузырьков, приходящуюся на единицу объема жидкой компоненты АЗ,

$$\omega(x) = \frac{V(x)}{v_l}.$$
 (4)

Тогда

$$R(x) = \left(\frac{3\omega(x)v_l}{4\pi N_m(x)}\right)^{\frac{1}{3}}.$$
 (5)

Число пузырьков в единице объема АЗ, образованного смесью жидкой компоненты и пузырьками, равно

$$N_A(x) = \frac{N_m(x)}{v_A(x)} = \frac{N_m(x)}{v_l + V(x)} = \frac{N_m(x)}{[1 + \omega(x)]v_l}.$$
 (6)

Всплывая, пузырьки испытывают вязкое взаимодействие с жидкостью топливного раствора АЗ. При условии, что скорость подъема пузырька *и* существенно превосходит скорость роста размера пузырька,

$$u >> dR/dt$$
,

скорость всплытия пузырька определяется формулой

$$u(x) = R(x)^2 \frac{\rho}{3\eta} g, \qquad (7)$$

где *g* – ускорение силы тяжести; η – динамическая вязкость раствора АЗ; ρ – плотность жидкости.

Приведенная формула следует из решения задачи [7] о движении в жидкости сфериче-

ской частицы радиуса *R*, плотность и динамическая вязкость которой значительно меньше соответствующих параметров окружающей жидкости.

Таким образом,

$$u(x) = \frac{\rho g}{3\eta} \left( \frac{3v_l \omega(x)}{4\pi N_m(x)} \right)^{\frac{2}{3}}.$$
 (8)

Полагая, что радиолитический газ идеальный, из уравнения для давления газа в пузырьке

$$F\frac{3m}{4\pi R^3}T = \frac{2\alpha}{R} + P - \varphi, \qquad (9)$$

можем записать

$$m(x) = \frac{4\pi R^{3}(x)}{3FT} \left\{ \frac{2\alpha}{R(x)} + P - \varphi \right\}, \quad (10)$$

где *F* – газовая постоянная для радиолитического газа; *T* – температура.

В установившемся стационарном режиме (в предположении, что распределение энерговыделения в плоскости, перпендикулярной центральной оси АЗ, однородно) количество газа  $\Phi(x)$ , пересекающего в единицу времени посредством всплывания пузырьков единицу горизонтально расположенной на высоте *x* площади раствора, должно быть равно скорости генерации газа в вертикальном столбе раствора единичной площади с высотой, равной этой высоте *x* 

$$\Phi(x) = \delta \int_{0}^{x} w(\xi) d\xi, \qquad (11)$$

где *w* – удельная мощность энерговыделения в растворе АЗ; δ – массовый выход радиолитического газа на единицу выделенной энергии.

Приравнивая (2) и (11) и подставляя (5), (6), (8), (10), получаем уравнение для пузырьков,

$$\frac{g}{3v_l\eta} \left(\frac{3v_l}{4\pi}\right)^{\frac{2}{3}} \left(\frac{\omega}{N_m}\right)^{\frac{2}{3}} \frac{1}{FT} \times \left\{2\alpha \left(\frac{4\pi}{3v_l}\right)^{\frac{1}{3}} \left(\frac{\omega}{N_m}\right)^{\frac{1}{3}} + \left(P - \varphi\right)\right\} \frac{\omega}{1 + \omega} - \delta \int_{0}^{x} w(\xi) d\xi = 0.$$
(12)

Вводя новый параметр

$$Y = \left(\frac{\omega}{N_m}\right)^{\frac{1}{3}},\tag{13}$$

получаем квадратное уравнение

$$Y^{2} + 2\frac{\alpha}{\left(P-\varphi\right)} \left(\frac{4\pi}{3v_{l}}\right)^{\frac{1}{3}} Y - \frac{3\eta v_{l} FT}{g\left(P-\varphi\right)} \left(\frac{4\pi}{3v_{l}}\right)^{\frac{2}{3}} \frac{\left(1+\omega\right)}{\omega} \delta_{0}^{x} w(\xi) d\xi = 0, \quad (14)$$

положительный корень которого (имеющий физический смысл) равен

$$Y(x) = \left(\frac{4\pi}{3v_l}\right)^{\frac{1}{3}} \times \left\{-\frac{\alpha}{P-\phi} + \sqrt{\frac{\alpha^2}{\left(P-\phi\right)^2}} + \frac{3\eta v_l FT}{g\left(P-\phi\right)} \frac{\left(1+\omega\right)}{\omega} \delta_0^x w(\xi) d\xi\right\}.$$
(15)

В докладе [3] представлены два примера работы реактора ВИР-2М на постоянном уровне мощности:  $W_1 = 20$  кВт и  $W_2 = 200$  Вт. Для поддержания мощности на постоянном уровне эффективный коэффициент размножения должен быть равен единице. При неизменной температуре раствора (например, за счет организации теплоотвода) компенсация избыточной надкритичности реализуется действием стержней управления реактивностью и появлением в растворе АЗ пузырьков, которое приводит к увеличению объема АЗ,

$$\Delta k = \Delta k_s + \Delta k_b,$$

где  $\Delta k_s$  – компенсация надкритичности стержнями управления реактивностью;  $\Delta k_b$  – компенсация надкритичности за счет появления пузырьков.

К сожалению, в работе [3] нет данных о величине компенсации реактивности стержнями управления упоминания о температурном режиме. Поэтому, если при анализе допустить, что для компенсации запаса надкритичности при стационарной работе реактора на заданном уровне мощности (скажем, удельной мощности  $w_l$ ) достаточно только появления пузырьков (т. е. положить  $\Delta k_s = 0$ ), то тем самым будет получена оценка максимально возможной средней объемной доли пузырьков. Для более реальной оценки средней объемной доли пузырьков необходимы данные по вкладу стержней управления и условий охлаждения АЗ при выводе реактора на постоянную мощность.

С целью проведения максимальной оценки были выполнены нейтронно-физические расчеты для упрощенной эквивалентной геометрии АЗ ВИР-2М в форме правильного цилиндра с высотой топливного раствора  $H \approx 0,7$  м (при объеме АЗ  $V_{A3} \approx 105$  л). Расчеты показали, что полный запас надкритичности составляет  $\Delta k \approx 0,045$ , а объемный коэффициент гашения реактивности (конкретно в данном случае – изменение надкритичности с изменением высоты раствора АЗ) равен  $\partial k/\partial H = -0,809$  м<sup>-1</sup>.

Приращение высоты АЗ для выхода на стационарную мощность (т. е. без учета возможной компенсации реактивности стержнями управления и вклада температурного эффекта) равно

$$\Delta H = \frac{\Delta k}{\partial k / \partial H},\tag{16}$$

где Н – высота АЗ.

При указанных выше значениях  $\partial k / \partial H$  и  $\Delta k$  приращение высоты достигает  $\Delta H = 0.056$  м.

Максимально возможная средняя по АЗ объемная доля  $\omega_{sr}$  составляет

$$\omega_{sr} = \frac{V}{v_l} = \frac{\Delta H}{H}.$$
 (17)

При названных выше параметрах  $\omega_{sr} = 0,081$ .

На рис. 1 и 2 приведены расчетные зависимости удельного содержания пузырьков (в единице массы раствора) от их высоты в растворе для  $\omega_{sr} = 0,081$ . Так как происходит объединение пузырьков, их число в единице массы раствора с высотой, естественно, уменьшается, а сами размеры пузырьков увеличиваются. Ввиду отсутствия данных по зависимости распределения плотности энерговыделения по высоте АЗ при расчетах было принято, что w(x) = const.

В реальных условиях второе слагаемое в фигурных скобках уравнения (12) заметно превосходит первое. Поэтому, пренебрегая первым слагаемым, можем записать

$$\frac{g}{3v_l\eta} \left(\frac{3v_l}{4\pi}\right)^{\frac{2}{3}} \left(\frac{\omega}{N_m}\right)^{\frac{2}{3}} \frac{\omega}{1+\omega} \frac{(P-\phi)}{FT} \approx \approx \delta \int_0^x w(\xi) d\xi, \qquad (18)$$

откуда для текущего режима работы с заданным средним по высоте x значением  $w_{sr}$ 

$$w_{sr} = \frac{1}{x} \int_{0}^{x} w(\xi) d\xi$$

в приближении малой объемной доли пузырьков

$$\omega << 1 \tag{19}$$

имеем

$$\omega \approx \left(\frac{4\pi}{3v_l}\right)^{\frac{2}{5}} \left\{\frac{3v_l \eta FT \delta w_{sr} x}{g\left(P-\varphi\right)}\right\}^{\frac{3}{5}} N_m^{\frac{2}{5}}\left(w_{sr}\omega\right).$$
(20)

Согласно (20) при фиксированной высоте x средние объемные доли непрерывно всплывающих в растворе АЗ газовых пузырьков для двух режимов работы с разными средними значениями удельной мощности энерговыделения  $w_1$  и  $w_2$  соотносятся как



Рис. 1. Зависимости числа пузырьков в единице массы раствора от расстояния ото дна A3  $(1 - W = 20 \text{ kBr}, a = 10^{-8}; 2 - W = 200 \text{ Br}; a = 10^{-11})$ 

$$\frac{\omega_2}{\omega_1} \approx \left(\frac{w_2}{w_1}\right)^{\frac{3}{5}} \beta\left(w_1, w_2, \omega_1, \omega_2\right), \qquad (21)$$

$$\beta(w_1, w_2, \omega_1, \omega_2) = \left(\frac{N_m(w_2, \omega_2)}{N_m(w_1, \omega_1)}\right)^{\frac{2}{5}}, \quad (22)$$

где  $\omega_1$  – объемная доля при удельной мощности реактора  $w_1$ ;  $\omega_2$  – объемная доля при удельной мощности реактора  $w_2$ .

Формулы (21), (22) могут оказаться весьма полезными для предварительных оценочных расчетов ожидаемой объемной доли газовой фракции в растворе при переводе реактора с одного уровня мощности работы в стационарном режиме на другой. Чисто формально спектр возможных значений объемных долей  $\omega_1$  и  $\omega_2$  может изменяться в весьма широких пределах. Полагая удельные мощности  $w_1$ и  $w_2$  заданными, усредним левую и правую части (21) по  $\omega_1$  и  $\omega_2$  в некотором интервале от  $\omega_0$  до  $\omega_m$ :

$$\beta_{sr}(w_1, w_2) = \frac{1}{(\omega_m - \omega_0)^2} \left(\frac{w_1}{w_2}\right)^{\frac{3}{5}} \int_{\omega_0}^{\omega_m} \frac{d\omega_1}{\omega_1} \int_{\omega_0}^{\omega_m} \omega_2 d\omega_2 =$$
$$= \frac{(\omega_m + \omega_0)}{(\omega_m - \omega_0)} \left(\frac{w_1}{w_2}\right)^{\frac{3}{5}} \ln\left(\frac{\omega_m}{\omega_0}\right). \tag{23}$$

Зависимость  $\beta_{sr} (w_2/w_1)^{5/3}$  от  $\omega_m$  представлена на рис. 3 (для  $\omega_0 = 10^{-5}$ ).



Рис. 2. Зависимость среднего радиуса пузырька от расстояния ото дна АЗ  $(1 - W = 20 \text{ кBr}, b = 10^4;$ 

 $2 - W = 200 \text{ BT}; \ b = 10^5$ )



Рис. 3. Зависимость комплексного параметра  $\beta_{sr} (w_2/w_1)^{5/3}$  от максимального значения верхней границы области усреднения

В качестве реального верхнего предела  $\omega_m$ для нахождения  $\beta_{sr}$  разумно выбрать значение, выше которого реактор заведомо перейдет в подкритическое состояние. Из (16) и (17) для предельного значения  $\omega_m$  имеем

$$\omega_m = \frac{\Delta k}{H \frac{\partial k}{\partial H}}.$$
 (24)

Для оценочных пересчетов объемной доли пузырьков достаточно воспользоваться усредненным по  $\omega$  значением  $\beta_{sr}$ 

$$\omega_2 \approx \beta_{sr} \left(\frac{w_2}{w_1}\right)^3 \omega_1.$$

#### Список литературы

1. Афанасьев И. М., Беневолинский А. М., Венцель О. В. и др. Реактор «Аргус» для лабораторий ядерно-физических методов анализа и контроля // Атомная энергия. 1986, т. 61, вып. 1. С. 7–9. 2. Дрынкин В. И., Керзин А. Л., Хвостионов В. Е. Возможности малогабаритного реактора «Аргус» для активационного анализа проб из золоторудных месторождений // Атомная энергия. 1987, т. 62, вып. 3. С. 179–180.

3. Воинов А. М., Глухов Л. Ю., Котков С. П. и др. Растворные реакторы серии ВИР // Труды межотраслевой научной конференции «Импульсные реакторы: история создания и перспективы использования». – Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2016, т. 1, с. 29–39.

4. Bumpus C. F., Spiegler P., Norman A. Measurement and interpretation of dynamic void growth in homogeneous fissile solutions // Tras. Amer. Nucl. Soc., 1961, vol. 4, p. 71.

5. Сизов А. Н., Колесов В. Ф., Соловьев Г. Г. Расчет динамических характеристик гомогенных водных импульсных реакторов // ВАНТ, серия: Импульсные реакторы и простые критические сборки, 1978, вып. 2(2), с. 3–13.

6. Сизов А. Н., Колесов В. Ф., Соловьев Г. Г. Динамика гомогенных водных импульсных реакторов // ВАНТ, серия: Импульсные реакторы и простые критические сборки. 1985. Вып. 1. С. 22–31.

7. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика сплошных сред. – Москва: Гостехтеориздат, 1954. 795 с.

Контактная информация –

Сизов Александр Николаевич, главный научный сотрудник ИЯРФ, РФЯЦ-ВНИИЭФ, e-mail: otd4@expd.vniief.ru

Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, 2020, вып. 4, с. 38–43.

# КОМПЛЕКСНЫЙ РАСЧЕТ РАСТВОРНОГО ИМПУЛЬСНОГО ЯДЕРНОГО РЕАКТОРА ВИР-2М

### С. А. Демьянов, С. А. Картанов, В. Ф. Колесов, С. А. Кораблев, Н. В. Лопухов, А. А. Пикулев, К. Г. Плузян, А. Н. Сизов

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», г. Саров Нижегородской обл.

Статья поступила в редакцию 21.08.2020, после доработки – 30.09.2020, принята к публикации – 20.11.2020

Представлены результаты работ по комплексному расчету растворного импульсного ядерного реактора (ИЯР) ВИР-2М.

Представлены результаты моделирования динамики топливного раствора и проведен анализ различных импульсных режимов, реализуемых на реакторе ВИР-2М. При проведении расчетов впервые учтено влияние перемычек, предназначенных для фиксации положения стержневых каналов относительно центрального канала ИЯР ВИР-2М.

Построена цифровая модель корпуса активной зоны ИЯР ВИР-2М и проведен анализ его напряженно-деформированного состояния под воздействием импульсных нагрузок, обусловленных динамикой топливного раствора при генерации импульса делений. Проведенные исследования позволяют подтвердить механико-прочностные характеристики корпуса ИЯР ВИР-2М и обосновать его ресурсные характеристики.

**Ключевые слова:** активная зона, импульсный ядерный реактор, динамика реактора, радиолитическое кипение, гидродинамика топливного раствора, корпус активной зоны, нейтронная кинетика, топливный раствор, прочность корпуса, напряженно-деформированное состояние.

# COMPLEX CALCULATIONS OF SOLUTION PULSED NUCLEAR REACTOR VIR-2M / S. A. DEM'YANOV, S. A. KARTANOV, V. F. KOLESOV, S. A. KORABLEV, N. V. LOPUKHOV, K. G. PLUZYAN, A. N. SIZOV // There are presented the results of activities on the complex calculation of solution pulsed nuclear reactor (PNR) VIR-2M.

The results of fuel solution dynamics simulation are set out and different pulse modes realized on reactor VIR-2M are analyzed. At carrying out calculations there was for the first time taken into account the effect of cross-connections aimed at fixing rod channel position as related to the central channel of PNR VIR-2M.

The digital model of the PNR VIR-2M core vessel model is constructed and the analysis of its strain condition under pulse loads conditioned by fuel solution dynamics at fission pulse generation is performed. The undertaken researches make it possible to confirm mechanical and strength characteristics of the PNR VIR-2M vessel and substantiate its life properties.

**Key words:** reactor core, pulsed nuclear reactor, reactor dynamics, radiolytic boiling, fuel solution hydrodynamics, core vessel, neutron kinetics, fuel solution, vessel strength, strain condition.

### Введение

Растворный ИЯР ВИР-2М в настоящее время активно используется для проведения испытаний радиационной стойкости аппаратуры, приборов, оборудования, изделий электронной техники и электротехнических устройств, приборов для военной и специальной техники на стойкость к воздействию нейтронного и гамма-излучений [1]. Корпус ИЯР ВИР-2М работает в жестких тепловых и механических условиях, возникающих при генерации импульсов делений. Основная задача обеспечения безопасной эксплуатации реактора состоит в недопустимости возникновения пластических деформаций и полного исключения нарушения герметичности корпуса.

В связи с планами по модернизации реактора ВИР-2М с целью повышения его эксплуатационных характеристик и облучательных возможностей, возникает актуальная задача расчета напряженно-деформированного состояния корпуса реактора.

В работе представлены результаты комплексного расчета реактора ВИР-2М, которые включают:

1) расчет динамики топливного раствора с помощью специально разработанной программы;

2) прочностной расчет корпуса с применением зависимостей давлений от времени на основе полученных данных из расчета динамики TP.

### Конструкция ВИР-2М

В реакторе ВИР-2М ядерное топливо (уран 90 %-ного обогащения по изотопу  $^{235}$ U) используется в виде раствора соли UO<sub>2</sub>SO<sub>4</sub> в обычной воде. Объем топливного раствора (ТР) составляет 104,8 л, концентрация урана – 67 г/л. Раствор находится в вертикально расположенном цилиндрическом корпусе реактора, который имеет высоту 2 м и диаметр около 0,7 м при толщине стенок 65 мм. В днище корпуса имеется вогнутая полусферическая полость с внутренним диаметром 300 мм. К крышке корпуса приварено семь цилиндрических каналов: шесть периферийных с внутренним диаметром 85 мм и один центральный с внутренним диаметром 142 мм. В периферийных каналах находятся шесть стержней управления, центральный канал предназначен для размещения испытываемых объектов. На рис. 1 представлена конструктивная схема корпуса ВИР-2М.



Рис. 1. Конструктивная схема корпуса ВИР-2М

# Математическая модель динамики **ТР** растворного ИЯР

Математическая модель динамики ТР растворного ИЯР разработана на базе моделей, представленных в работах В. Ф. Колесова, А. Н. Сизова и А. В. Лукина [1–5].

Процессы, происходящие в растворном ИЯР, обусловлены взаимодействием разнообразных явлений - нейтронных, гидродинамических, радиационных, молекулярных и т.п. Наиболее важным вопросом физики процессов, протекающих в гомогенных водных импульсных реакторах, является вопрос о том, каков механизм гашения реактивности и возникновения инерционного давления в ТР. В настоящее время общепризнанным является механизм, согласно которому на треках осколков деления зарождаются паровые пузырьки. Затем, остывая и сжимаясь, они переходят в газовые пузыри, содержащие пары воды и молекулярные водород и кислород. Радиолитические водород и кислород являются продуктами радиолиза воды осколками деления. Дальнейшая динамика газовых пузырьков определяется изменениями давления и температуры окружающей жидкости и диффузией газа через их поверхность и зависит от концентрации радиолитического газа в ТР. Образование пузырьков, как и возрастание температуры, является причиной гашения реактивности и подъема давления в активной зоне (A3) в ходе импульса. Последнее может привести к разлету ТР. При больших удельных энерговыделениях разлетающийся ТР может вплотную приблизиться к крышке корпуса реактора, в результате чего происходит сильное сжатие буферного газа (БГ), заполняющего пространство между крышкой корпуса и свободной поверхностью ТР. Удар ТР о крышку является причиной возникновения высоких давлений в верхней части корпуса.

Полная система уравнений, описывающих динамику гомогенных водных импульсных реакторов, включает уравнения нейтронной кинетики, уравнения гидродинамики и уравнения радиолитического кипения, отражающие поведение во времени газовых пузырьков [1-5]. Указанная система уравнений (и их вывод) полностью представлена в работе [3]. Радиолитический газ полагается идеальным газом. Принимая во внимание этот фактор и то, что отличия этих газов по растворимости в зависимости от температуры и давления и их коэффициенты диффузии в воде невелики, а также учитывая двойной перевес водорода в числе молекул, весь радиолитический газ для простоты записи уравнений полагался водородом. Растворимостью и диффузией радиолитического газа пренебрегается.

Используемая для расчетов система уравнений, описывающих динамику реактора, составлена при следующих исходных положениях:

 – АЗ реактора имеет форму цилиндра со свободной верхней границей;

 – плотность энерговыделения в плоскости, перпендикулярной оси цилиндра, постоянна по всему сечению;

 – влияние вязкости и теплопроводности ТР пренебрежимо мало;

 – БГ, занимающий пространство между ТР и крышкой корпуса реактора, является идеальным;

 – площадь поперечного сечения БГ над ТР не зависит от высоты и равна площади поперечного сечения АЗ.

Математическая модель, описывающая динамику цилиндрических гомогенных водных импульсных реакторов, является систе-

мой уравнений в частных производных, что создает большие сложности в задаче ее численного интегрирования. Поэтому для упрощения расчетной схемы был применен предложенный В. Ф. Колесовым метод «сосредоточенных масс» [1], позволяющий перейти от уравнений в частных производных (уравнения движения и неразрывности) к уравнениям в полных производных. Суть метода состоит следующем. Разобьем цилиндрический В столб АЗ по его длине на *n* равных участков (рис. 2). Рассмотрим такой же по форме столб, в котором масса сосредоточена в верхних концах каждого из *n* участков, среда же внутри участков лишена инерционности (все другие свойства среды остаются без изменения).

В идеализированном столбе давление и плотность в каждом из участков не зависят от координаты. В этом случае каждое из уравнений в частных производных заменяется *n* обыкновенными дифференциальными уравнениями. Очевидно, что увеличение *n* в пределе приводит к исходной системе дифференциальных уравнений.

В наиболее общем виде полная система уравнений, описывающая динамику ТР растворного ИЯР, представлена в [1–5]. В данной работе подробно будут изложены лишь уточнения и нововведения, внесенные авторами.



Рис. 2. Принципиальная схема метода «сосредоточенных масс» (в данном случае n = 4)

В настоящей работе уточнены аналитические зависимости для давления паров воды на линии насыщения и для коэффициента поверхностного натяжения. Согласно таблицам, приведенным в справочнике [6], давление паров воды на линии насыщения  $\phi$  можно с погрешностью менее 0,3 % (в диапазоне температур от 10 °C до 370 °C) представить выражением

$$\varphi = a_{13} \exp\left[a_{10} \left(T - a_9\right) + a_{11} \left(T - a_9\right)^2 + a_{12} \left(T - a_9\right)^3 + a_{16} \left(T - a_9\right)^4 + a_{17} \left(T - a_9\right)^5\right], (1)$$

где *a*<sub>9</sub> = 283,15 К;

$$a_{10} = 6,64930 \cdot 10^{-2} \text{ K}^{-1};$$
  

$$a_{11} = -2,47749 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-2};$$
  

$$a_{12} = 6,99659 \cdot 10^{-7} \text{ K}^{-3};$$
  

$$a_{16} = -1,21115 \cdot 10^{-9} \text{ K}^{-4};$$
  

$$a_{17} = 9,29265 \cdot 10^{-13} \text{ K}^{-5};$$
  

$$a_{13} = 1230,377 \text{ Ha.}$$

На рис. 3 представлены результаты аппроксимации табличных данных давления насыщения в зависимости от температуры.

Коэффициент поверхностного натяжения о можно описать (с погрешностью менее 1 % в диапазоне температур от 10 °C до 280 °C и с погрешностью менее 8 % в диапазоне температур от 280 °C до 360 °C) подобранным по таблицам [6] приближенным равенством

$$\sigma(T) = b_1 (T - 273)^3 + b_2 (T - 273)^2 + b_3 (T - 273) + b_4.$$
(2)

где 
$$b_1 = 6,78994 \cdot 10^{-10} \text{ H/(M} \cdot \text{K}^3);$$
  
 $b_2 = -4,73817 \cdot 10^{-7} \text{ H/(M} \cdot \text{K}^2);$   
 $b_3 = -1,20903 \cdot 10^{-4} \text{ H/(M} \cdot \text{K});$   
 $b_4 = 7,51875 \cdot 10^{-2} \text{ H/M}.$ 

На рис. 4 представлены результаты аппроксимации табличных данных коэффициента поверхностного натяжения в зависимости от температуры.







Рис. 4. Зависимость коэффициента поверхностного натяжения от температуры: • – табличные данные; — – аппроксимирующая кривая

В уравнение движения дополнительно введено слагаемое  $\Delta P_i$ , учитывающее гидравлическое сопротивление двух перемычек, предназначенных для фиксации положения стержневых каналов относительно центрального экспериментального канала,

$$\frac{du_i}{dt} = \frac{1}{\mu_i} \Big[ P_i(t) - P_{i+1}(t) - \Delta P_i \Big] - g. \quad (3)$$

где i – номер идеализированного участка;  $u_i$  – скорость *i*-го идеализированного участка; t – время;  $\mu_i$  – приведенная масса *i*-го идеализированного участка;  $P_i$ ,  $P_{i+1}$  – давление в *i*-м и (*i*+1)-м идеализированном участке соответственно;  $\Delta P_i$  – падение давления в жидкости на перемычке; g – ускорение свободного падения.

Гидравлическое сопротивление *i*-й перемычки  $\Delta P_i$  с учетом автомодельного турбулентного режима для утолщенных реек или перфорированных плит можно определить [7] с помощью выражения

$$\Delta P_{i} = \frac{u_{i}^{2}}{2v_{i}} \sum_{j=1}^{n_{\text{perfin}}} \zeta_{j} \left[ A_{i} - A_{i-1} \right]; \tag{4}$$

$$\begin{split} A_{i} &= \frac{\left(x_{i} - x_{\mathrm{H}j}\right)}{\left(x_{\mathrm{K}j} - x_{\mathrm{H}j}\right)} \frac{1}{\left(1 + e^{k\left(x_{\mathrm{H}j} - x_{i}\right)}\right)} \left(1 + e^{k\left(x_{i} - x_{\mathrm{K}j}\right)}\right)} + \\ &+ \frac{1}{1 + e^{-k\left(x_{i} - x_{\mathrm{K}j}\right)}}; \\ A_{i-1} &= \frac{\left(x_{i-1} - x_{\mathrm{H}j}\right)}{\left(x_{\mathrm{K}j} - x_{\mathrm{H}j}\right)} \frac{1}{\left(1 + e^{k\left(x_{\mathrm{H}j} - x_{i-1}\right)}\right)} \left(1 + e^{k\left(x_{i-1} - x_{\mathrm{K}j}\right)}\right)} + \\ &+ \frac{1}{1 + e^{-k\left(x_{i-1} - x_{\mathrm{K}j}\right)}}; \\ \zeta_{j} &= \frac{1}{f^{2}} \times \\ \times \left[ \left(0, 5 + \tau \left(\frac{l_{\mathrm{peul}}}{d_{\Gamma}}\right)\sqrt{1 - \overline{f}}\right) \left(1 - \overline{f}\right) + \left(1 - \overline{f}\right)^{2} + \lambda \frac{l_{\mathrm{peul}}}{d_{\Gamma}}\right]; \\ \overline{f} &= \frac{F_{0}}{F_{1}} = \frac{\sum f_{\mathrm{OTB}}}{F_{1}}; \\ \overline{f} &= \frac{l_{\mathrm{peul}}}{d_{\Gamma}}; \\ \tau(\overline{l}) &= \exp\left[-2,8894\left(\overline{l}\right)^{5} + 12,5721\left(\overline{l}\right)^{4} - \\ -17,466\left(\overline{l}\right)^{3} + 7,38653\left(\overline{l}\right)^{2} - 1,36085\overline{l} + 0,29840\right]; \\ \lambda &= 0,112592\left(\lg\frac{1}{\overline{\Delta}}\right)^{-1,59338}; \\ \overline{\Delta} &= \frac{\Delta}{d_{\Gamma}}; \\ d_{\Gamma} &= \frac{4f_{\mathrm{OTB}}}{\Pi_{0}}, \end{split}$$

где  $n_{\text{реш}}$  – количество перемычек;  $\zeta_j$  – коэффициент гидравлического сопротивления *j*-й перемычки;  $x_{\text{н}j}$ ,  $x_{\text{к}j}$  – координаты начала и конца *j*-й перемычки;  $1/(1+e^{k(x-x_0)})$  – асимптотическое приближение функции Хевисайда;  $\overline{f}$  – коэффициент живого сечения перемычки;  $F_0$  – площадь живого сечения перемычки;  $F_1$  – площадь перемычки;  $f_{\text{отв}}$  – площадь одного отверстия;  $\lambda$  – коэффициент сопротивления трения;  $l_{\text{реш}}$  – толщина перемычки;  $d_{\Gamma}$  – гидравлический диаметр;  $\overline{\Delta}$  – относительная шероховатость стенки;  $\Delta$  – шероховатость стенки;  $\Pi_0$  – смоченный периметр сечения.

Методика определения коэффициента гидравлического сопротивления основана на материале справочника [7]. Функции

$$\tau \left( l_{\text{peill}} / d_{\Gamma} \right)$$
 и  $\lambda = 0,112592 \left[ \lg \left( d_{\Gamma} / \Delta \right) \right]^{-1,59338}$ 

получены путем аппроксимации табличных значений [7].

# Сравнение результатов расчета с экспериментальными данными

Сравнение результатов расчета в программе, созданной авторами для определения основных параметров растворных ИЯР на основе вышеизложенной математической модели, с экспериментальными данными проводилось для двух конфигураций ИЯР ВИР-2М, с объемами ТР 104,8 л и 119,3 л. Сравнивались значения расчетных параметров (ширина импульса мощности на половине высоты и полное энерговыделение в реакторе) с соответствующими экспериментальными данными. Расчеты были проведены с учетом двух разных подходов к замене реальной геометрии эквивалентной одномерной:

– по площади зеркала ТР (в данном подходе площадь сечения ТР принималась равной площади зеркала невозмущенного ТР, объем ТР оставался неизменным, и по этим двум величинам пересчитывалась высота ТР);

 – по площади ТР, рассчитанной по радиусу АЗ (в данном подходе площадь сечения ТР рассчитывалась по радиусу АЗ, объем оставался неизменным, и по этим двум величинам пересчитывалась высота ТР). Внутренний радиус АЗ равен 0,275 м (по чертежу – как внутренний радиус корпуса).

Исходные данные для проведения численных расчетов приведены в табл. 1. Расчетными параметрами в данной таблице являются полная доля запаздывающих нейтронов, время генерации нейтронов и коэффициенты гашения реактивности [1].

Начальная подкритичность в зависимости от начальной температуры представляется в виде

$$K_{\text{под}} = \frac{1}{1 + \beta_{9\phi} \left( C_1 T^3 + C_2 T^2 + C_3 T + C_4 \right)}, \quad (5)$$

где  $C_1 = 3,4769 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-3};$   $C_2 = -3,0354 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-2};$   $C_3 = 9,1556 \cdot 10^{-1} \text{ K}^{-1};$  $C_3 = -93,288.$  Зависимость (5) построена для случая с полностью извлеченными регулирующими стержнями по эмпирическим данным.

Так как вносимая импульсными стержнями реактивность (по мере их извлечения из ТР) должна выходить на постоянное значение, для ее описания удобно использовать следующую функциональную зависимость:

$$K(t) = K_{\Pi O \Pi} + \Delta K \left( \frac{2}{1 + e^{-\frac{t}{t_{BBO \Pi a}}}} - 1 \right),$$
(6)

где  $\Delta K$  – введенная реактивность;  $t_{\rm ввода}$  – время ввода реактивности.

Результаты расчетов и сравнение с экспериментальными данными приведены в табл. 2.

Поскольку значения энерговыделения в опыте определены с точностью ±20 %, оба метода расчета дают результаты, совпадающие с экспериментальными значениями в пределах погрешности эксперимента.

Таблица 1

Π	Способ расчета						
Параметр	По площади	и зеркала ТР	По площади АЗ				
Объем ТР, л	104,8	119,3	104,8	119,3			
Площадь ТР, м <sup>2</sup>	0,1	592	0,2376				
Высота ТР в корпусе реактора, м	0,6583	0,7494	0,4411	0,5021			
Реактивность в импульсном режиме, $\beta_{9\varphi}$	6,2	6,5	6,2	6,5			
Концентрация урана в ТР, г/л	67	64,9	67	64,9			
Обогащение по изотопу <sup>235</sup> U, %		9	0				
Доля запаздывающих нейтронов	0,00746	0,00732	0,00746	0,00732			
Время генерации нейтронов, мкс	33,17	34,05	33,17	34,05			
Коэффициент гашения по высоте ТР, м <sup>-1</sup>	-0,883	-0,745	-0,883	-0,745			
Температурный коэффициент гашения, К <sup>-1</sup>	$2, 2 \cdot 10^{-4}$	$2,3 \cdot 10^{-4}$	$2, 2 \cdot 10^{-4}$	$2,3 \cdot 10^{-4}$			
Начальная температура, °С	18,5	18	18,5	18			
Начальное давление, атм		]	l				
Начальная мощность, кВт		1	0				
Вид БГ		BO3	дух				
Количество разбиений ТР по высоте		4	0				

Исходные параметры установки

Обтем		Способ расчета		
ТР, л	Параметр	По площади зеркала ТР	По площади АЗ	Эксперимент
104,8	«Полуширина» импульса, мс (погрешность, %)	2,53 (6,3)	2,50 (7,3)	2,7
	Энерговыделение, МДж (погрешность, %)	49,8 (16,6)	55,75 (6,6)	59,7
119,3	«Полуширина» импульса, мс (погрешность, %)	2,48 (11,3)	2,47 (11,7)	2,8
	Энерговыделение, МДж (погрешность, %)	63,71 (18,3)	70,38 (9,8)	78,0

Сравнение расчетных и экспериментальных нейтронно-физических характеристик ИЯР ВИР-2М

Для проверки адекватности модели и окончательного выбора способа расчета были проведены сравнения с имеющимися эмпирическими зависимостями. При эксплуатации ИЯР ВИР-2М были получены эмпирические соотношения между параметрами импульсов делений (между шириной импульса мощности на половине высоты от энерговыделения и реактивности в импульсе от энерговыделения) [1]:

$$t_{0,5} \approx 1 + \frac{C_1}{E},$$
 (7)

$$\frac{\rho}{\beta_{3\phi}} \approx 1 + \frac{C_2 E \left( E + C_3 \right)}{\left( E + 60 \right) \left( E + C_4 \right)}.$$
(8)

Значения констант приведены в табл. 3.

# Таблица 3

Значения эмпирических констант для выражений (7) и (8)

Объем ТР, л	$C_1$	<i>C</i> <sub>2</sub>	<i>C</i> <sub>3</sub>	$C_4$
104,8	107	16,3	42	107
119,3	126	17,5	43	126

На рис. 5, 6 представлены расчетные и эмпирические зависимости реактивности в импульсе и ширины импульса мощности на половине высоты от энерговыделения при различных значениях объема ТР (104,8 л и 119,3 л). Расчетные зависимости приведены только для способа расчета по площади АЗ, так как расчеты по площади зеркала ТР показали неудовлетворительное согласие с эмпирическими зависимостями: минимальное отклонение расчетных значений реактивности от экспериментальных превышает 15% (в некоторых расчетах отклонение превосходит 30%), а минимальное значение отклонения расчетных значений полуширины импульса превышает 20%. Поэтому все дальнейшие расчеты проведены именно по площади АЗ.

Расчеты проводились при 40 разбиениях ТР по высоте, начальном давлении в БГ 1 атм, начальной температуре 20 °С, с идеальным двухатомным БГ; полная доля запаздывающих нейтронов, среднее время генерации мгновенных нейтронов и коэффициенты гашения реактивности принимались по табл. 1.

Из анализа рис. 5, 6 следует, что расчет для реактора с объемом ТР 104,8 л, как и 119,3 л, завышает значение реактивности по сравнению с эмпирическими зависимостями, а ширину импульса, наоборот, занижает. Однако сам характер поведения данных зависимостей совпадает, что свидетельствует об адекватности модели и возможности ее применения для расчета растворных ИЯР. Расчетные значения отклоняются от экспериментальных значений не более чем на 15 %.



Рис. 5. Сравнение расчетной (1) и эмпирической (2) зависимостей реактивности в импульсе от полного энерговыделения при объеме ТР 104,8 л (слева) и 119,3 л (справа)



Рис. 6. Сравнение расчетной (1) и эмпирической (2) зависимостей «полуширины» импульса от полного энерговыделения при объеме ТР 104,8 л (слева) и 119,3 л (справа)

# Влияние числа разбиений ТР по высоте без учета влияния перемычек

В данном разделе представлены результаты исследования сходимости решения без учета влияния перемычек путем увеличения числа разбиений ТР по высоте при начальном давлении в БГ 1 атм, начальной температуре 25 °C, с идеальным двухатомным БГ.

На рис. 7 представлены зависимости максимальных давлений на дно и крышку реактора от числа разбиений ТР по высоте. Результаты расчетов продемонстрировали, что значения энерговыделения, максимальной мощности достаточно быстро выходят на уровень, слабо зависящий от числа разбиений. Уже при одном разбиении ТР отклонение от асимптотического значения максимальной мощности и энерговыделения не превышает 5 %.

Результаты, представленные на рис. 7, свидетельствуют, что решение и для максимального давления на дно реактора достаточно быстро выходит на значение, слабо зависящее от числа разбиений. Отклонение максимального давления на дно реактора становится меньше 5 % при 6 разбиениях.

Исходя из вышеизложенного, можно сделать вывод, что для оценки значений энерговыделения в реакторе, максимальной мощности и максимального давления на дно реактора достаточно разбить АЗ реактора всего на 6 частей.



Рис. 7. Зависимости основных параметров ВИР-2М от числа разбиений ТР по высоте

В отличие от предыдущих зависимостей, давление на крышку корпуса реактора даже при числе разбиений порядка 20 так окончательно и не выходит на постоянное значение, а продолжает колебаться около среднего значения. При числе разбиений ТР по высоте < 20 результаты расчета максимального давления на крышку реактора достаточно сильно зависят от числа разбиений. Результаты могут быть как завышенными, так и заниженными.

В связи с вышеизложенным, все дальнейшие расчеты проведены при 40 разбиениях по высоте ТР. Как показали проведенные расчеты, при таком числе разбиений отклонение давления на крышку корпуса реактора от асимптотического значения не превышает 5 %.

# Влияние начального давления БГ без учета влияния перемычек

Исследование зависимости основных параметров реактора ВИР-2М от начального давления БГ производились при трех значениях реактивности, реализуемых в импульсе  $(6,319\beta_{3\phi}, 5,996\beta_{3\phi}, 5,658\beta_{3\phi})$ , 40 разбиениях ТР по высоте, для двухатомного БГ. Зависимости энерговыделения, максимальной мощности и максимальных давлений на дно и крышку реактора, где в качестве БГ используется идеальный двухатомный газ, представлены на рис. 8.

Анализ приведенных выше зависимостей показывает, что при увеличении начального давления БГ энерговыделение и максимальная мощность реактора незначительно увеличиваются, а максимальное давление на крышку реактора существенно падает в диапазоне начальных давлений от 0,05 атм до 1 атм, а при дальнейшем увеличении давления БГ меняется слабо. Таким образом, повышение начального давления является наиболее эффективным способом снижения максимального давления на крышку реактора.

#### Влияние вида БГ

Вид БГ (одноатомный или двухатомный) совершенно незначительно влияет на значения энерговыделения, максимальной мощности и максимального давления на дно корпуса реактора. Независимость значения максимального давления на дно реактора от вида БГ можно объяснить тем, что удар о дно наступает раньше, чем начнет каким-либо заметным образом изменяться давление в БГ. Дело в том, что пик давления на дно реактора опережает пик давления на крышку на ~10 мс (рис. 9).

Однако вид газа оказывает серьезное влияние на значение максимального давления на крышку реактора. На рис. 10 представлена зависимость изменения максимального давления на крышку реактора от начальной температуры для одноатомного и двухатомного БГ (при начальном давлении 1 атм).



Рис. 8. Зависимости основных параметров ВИР-2М от начального давления БГ для идеального двухатомного БГ  $(1 - 6,319\beta_{9\phi}; 2 - 5,996\beta_{9\phi}; 3 - 5,658\beta_{9\phi})$ 



Рис. 9. Характерная зависимость значений импульса давления на дно (слева) и крышку реактора (справа) от времени



Рис. 10. Зависимость максимального давления на крышку реактора от начальной температуры TP для идеального одноатомного (1) и двухатомного (2) БГ

Анализируя рис. 10, можно прийти к выводу, что при температурах  $\geq$ 45 °C вид БГ существенного влияния на максимальное давление на крышку реактора не оказывает. Однако при температурах <45 °C вид газа оказывает существенное влияние на эту величину. Поэтому для снижения давления на крышку корпуса реактора в дополнение к повышению начального давления БГ рекомендуется использовать одноатомный газ.

На рис. 11 представлена зависимость изменения максимального давления на крышку реактора от начального давления для идеального одноатомного и двухатомного БГ при трех различных реактивностях в импульсе.

При изменении начального давления БГ и одинаковой реактивности в импульсе максимальное давление на крышку реактора ниже для одноатомного газа, однако при увеличении начального давления выше 1,5 атм вид БГ практически перестает оказывать влияние на значение пикового давления у крышки корпуса.

# Влияние начальной температуры TP при постоянном энерговыделении

Расчеты по определению максимального давления на крышку реактора ВИР-2М в зави-

симости от начальной температуры при постоянном энерговыделении 58,7 МДж проводились при 40 разбиениях ТР по высоте, для идеального двухатомного БГ, при начальном давлении 1 атм. Результаты расчета приведены на рис. 12.

Из анализа рис. 12 следует, что при увеличении начальной температуры (при постоянном энерговыделении) максимальное давление на крышку реактора сильно возрастает. Это связано с тем, что с ростом начальной температуры происходит рост давления насыщенных паров с параллельным уменьшением коэффициента поверхностного натяжения (см. рис. 3, 4), что приводит к более интенсивному разлету ТР и увеличению максимального давления на крышку корпуса реактора.

# Расчет динамики ИЯР ВИР-2М с учетом влияния перемычек

В корпусе ИЯР ВИР-2М установлены две перемычки, назначение которых – фиксация стержневых каналов относительно центрального. Одна из перемычек расположена в ТР, вторая – выше уровня ТР. Геометрия решеток представлена на рис. 13 (обе перемычки идентичны по конструкции).



Рис. 11. Зависимость максимального давления на крышку реактора от начального давления БГ для идеального одноатомного (1) и двухатомного (2) БГ при реактивности в импульсе 6,319 $\beta_{3\varphi}$  (a); 5,996 $\beta_{3\varphi}$  (б); 5,658 $\beta_{3\varphi}$  (в)



Рис. 12. Зависимость максимального давления на крышку реактора от начальной температуры ТР при постоянном энерговыделении



Рис. 13. Геометрия перемычек ИЯР ВИР-2М

При проведении расчетов были использованы исходные параметры, представленные в табл. 4. Расчетными параметрами в данной таблице являются полная доля запаздывающих нейтронов, среднее время генерации нейтронов и коэффициенты гашения реактивности [1].

# Влияние числа разбиений ТР с учетом гидравлического сопротивления перемычек

Расчеты, проведенные с учетом влияния перемычек, показали, что максимальная мощность, энерговыделение и максимальное давление на дно реактора ведут себя стабильно уже при малом числе разбиений (менее 10). В отличие от данных параметров зависимость давления на крышку корпуса реактора от числа разбиений (рис. 14) испытывает существенные колебания даже при значительном числе разбиений (более 60).

При проведении расчетов использовались исходные данные, указанные в табл. 4.



Рис. 14. Зависимость максимального давления на крышку реактора от числа разбиений ТР по высоте

Из рис. 14 видно, что в исследуемом диапазоне числа разбиений наблюдается колебание давления на крышку корпуса реактора с отклонениями от среднего значения 255 бар в пределах  $\pm 5$  %. Исходя из этого, все последующие расчеты были выполнены при числе разбиений ТР по высоте, равном 86, поскольку вблизи этого значения результаты расчета максимального давления на крышку реактора незначительно отличаются друг от друга. При большем числе разбиений ТР по высоте время расчета значительно возрастает.

### Зависимость основных параметров ВИР-2М от времени

На рис. 15–17 представлены зависимости давления на дно реактора, энерговыделения и мощности реактора от времени с учетом и без учета влияния перемычек.

Таблица 4

Параметр	Обозначение	Значение
Высота ТР реактора, м	$l_0$	0,4411
Высота столба БГ над ТР в корпусе реактора, м	L	0,9839
Начальная температура, °С	$T_0$	18
Начальное давление, атм	$P_0$	0,7
Начальная плотность ТР, кг/м <sup>3</sup>	ρ <sub>0</sub>	1087,6
Полная доля запаздывающих нейтронов, безразм.	β <sub>эφ</sub>	0,00746
Среднее время генерации нейтронов, мкс	$\tau_0$	33,17
Температурный коэффициент гашения реактивности, К <sup>-1</sup>	$\delta_1$	$-2,2\cdot 10^{-4}$
Объемный коэффициент гашения реактивности, м <sup>-1</sup>	δ2	-0,883
Вид БГ	-	воздух
Начальный объем ТР, л	v <sub>0</sub>	104,8
Радиус АЗ, м	—	0,275
Концентрация UO <sub>2</sub> SO <sub>4</sub> в ТР, г/л	_	67
Вес стержней, $\beta_{9\phi}$	-	8
Координата начала перемычки № 1, м	-	0,376
Координата начала перемычки № 2, м	_	0,966
Гидравлический диаметр, м	$d_{\Gamma}$	0,1512
Коэффициент живого сечения перемычки, безразм.	$\overline{f}$	0,79
Шероховатость стенки, мм	Δ	0,1
Толщина ПРР, м	l <sub>pem</sub>	0,06

Исходные параметры



Рис. 15. Зависимость давления на дно реактора от времени без учета (слева) и с учетом (справа) влияния перемычек



Рис. 16. Зависимость энерговыделения реактора от времени без учета (слева) и с учетом (справа) влияния перемычек



Рис. 17. Зависимость мощности реактора от времени без учета (слева) и с учетом (справа) влияния перемычек

Результаты проведенных расчетов показывают, что значения максимальной мощности, энерговыделения и давления на дно реактора ВИР-2М в импульсе не зависят от наличия перемычек и составляют 20 ГВт, 55 МДж и 45 бар соответственно.

На рис. 18 представлены зависимости давления на крышку реактора от времени с учетом и без учета влияния перемычек.

Можно сделать вывод, что перемычки оказывают влияние только на максимальное давление на крышку корпуса АЗ. Наличие двух перемычек в корпусе АЗ ИЯР ВИР-2М приводит к снижению амплитуды ударного давления на крышку на 40 % (с 412 до 256 бар). Поскольку нижняя перемычка находится в ТР и практически не оказывает сопротивления движению раствора, весь эффект снижения давления связан с влиянием второй перемычки, расположенной выше невозмущенного уровня ТР (рис. 19).

### Перепад давления на перемычках

На рис. 19 представлены графики зависимости перепада давления от времени для каждой из двух перемычек. Из представленных зависимостей видно, что перепады давления на перемычках неодинаковы. Максимальный перепад давления приходится на перемычку № 2 (верхняя) и составляет 11,5 бар. Давление на перемычку № 1 (нижняя) на порядок ниже и не превосходит 1 бар. На рисунках положительное давление полагается приложенным к перемычке снизу вверх, отрицательное – сверху вниз.



Рис. 18. Зависимость давления на крышку реактора от времени без учета (слева) и с учетом (справа) влияния перемычек



Рис. 19. Зависимость перепада давления на первой (слева) и на второй (справа) перемычке от времени

# Влияние начального давления БГ с учетом перемычек

На рис. 20 представлены зависимости максимальной мощности, энерговыделения и максимального давления на дно и крышку реактора от начального давления БГ при учете влияния перемычек. Как показали проведенные расчеты, с увеличением начального давления БГ максимальная мощность, максимальное давление на дно корпуса реактора и энерговыделение незначительно увеличиваются, а максимальное давление на крышку корпуса реактора значительно сокращается.

### Распределение температуры в ТР

На рис. 21 представлены распределения температуры по высоте ТР в различные моменты времени: в момент достижения максимальной мощности, завершения импульса делений, удара ТР о крышку корпуса реактора. На рис. 22 представлена зависимость температуры центральной области ТР от времени.

Из рис. 21 видно, что распределение температуры по высоте ТР имеет значительную неравномерность. До момента разлета ТР поле температур имеет синусоидальный вид (как и энерговыделение), а в момент удара о крышку корпуса АЗ – близкий к прямоугольному.



Рис. 20. Зависимости основных параметров ВИР-2М с учетом влияния перемычек от начального давления БГ



Рис. 21. Распределения температуры по высоте ТР в момент достижения максимальной мощности (а), к моменту завершения импульса делений (б), в момент удара о крышку реактора (в)

Из рис. 22 видно, что в центральной области ТР температура увеличивается на 184 °C и достигает 202 °C (475 K).

# Модель корпуса реактора ВИР-2М для расчета на прочность

На основе конструкторской документации была разработана цифровая модель корпуса A3 реактора ВИР-2М. В силу того, что конструкция корпуса осесимметрична (осевую симметрию нарушают только стержневые каналы, которые в настоящей работе не рассматриваются), для проведения расчетов была построена двухмерная конечно-элементная модель, представленная на рис. 23. Расчетная модель построена на основе 9-узловых конечных элементов второго порядка и содержит  $\approx 27\ 000$  элементов и  $\approx 111\ 000\ узлов.$ 

Корпус ректора ВИР-2М выполнен из нержавеющей стали 12Х18Н10Т. Для описания упругопластического поведения материала задавалась билинейная диаграмма деформирования, показанная на рис. 24. Физико-механические характеристики материала представлены в табл. 5.



Рис. 22. Зависимость температуры в центре ТР от времени



Рис. 23. Конечно-элементная модель корпуса ИЯР ВИР-2М

Таблица 5

#### Физико-механические свойства стали 12X18H10T (T = 20 ℃) ГОСТ 5949-75

<b>ρ, к</b> г/м <sup>3</sup>	<i>Е</i> , ГПа	<i>G</i> , ГПа	σ <sub>0,2</sub> , МПа	σ <sub>в</sub> , МПа	δ <sub>5</sub> , %
7900	198	77	225-315	550-650	40

#### Условия нагружения

Экспериментальная проверка прочности корпуса ИЯР ВИР-2М на статическую нагрузку проводилась с помощью натурных испытаний с применением избыточного давления (закачка воды во внутреннюю полость корпуса АЗ). Для моделирования данного испытания был выполнен статический расчет. Расчет проводился при нагружении корпуса избыточным внутренним давлением, равным максимальному значению давления, возникающего вследствие удара ТР о крышку реактора и составляющего  $P_{\rm стат} = 48,9$  МПа. Данное значение давления соответствует импульсу с максимальным расчетным энерговыделением 55,5 МДж и начальному давлению воздуха в корпусе реактора 70 кПа; влиянием локальных гидродинамических сопротивлений (две перемычки) пренебрегли.

Для выполнения динамического расчета прочности корпуса ВИР-2М к крышке и дну прикладывались давления, зависящие от времени. Зависимости давлений на дно и крышку корпуса реактора от времени, использованные в динамических расчетах прочности, представлены на рис. 25.



Рис. 24. Билинейная диаграмма деформирования стали 12Х18Н10Т

# Результаты статического расчета корпуса реактора ВИР-2М

Статический анализ НДС корпуса реактора предполагает решение уравнений вида

$$KU = R, \tag{9}$$

где *К* – матрица жесткости; *U* – вектор смещения; *R* – вектор нагрузки конечно-элементной системы.

При воздействии статического давления  $P_{\text{стат}} = 48,9$  МПа на все внутренние поверхности корпуса реактора максимальное продольное смещение наблюдается в центральной области полусферического экспериментального канала и составляет 0,57 мм. В радиальном направлении максимальное смещение реализуется на внешней поверхности обечайки реактора и составляет 0,26 мм (рис. 26).

На рис. 27 представлено напряженно-деформированное состояние (НДС) корпуса реактора ВИР-2М. Максимальное эквивалентное напряжение  $\sigma_{3\kappa B} = 241$  МПа образуется в нижней области дна корпуса. В указанном месте развиваются пластические деформации, достигающие значений 0,31 %, однако они не оказывают влияние на общую прочность корпуса. Необходимо отметить, что при работе ИЯР ВИР-2М в импульсном режиме нагрузки на дно корпуса не превышают 6 МПа (см. рис. 25), поэтому пластических деформаций не возникает. Для давления 20 МПа (давление испыта-



Рис. 25. Зависимости давлений на дно (1) и крышку (2) корпуса реактора от времени

ний) корпус ИЯР ВИР-2М имеет двукратный запас прочности по пределу текучести  $\sigma_{0,2}$ .

### Результаты динамического расчета ВИР-2М

Уравнения, определяющие НДС динамической системы [8, 9], имеют вид

$$MU + CU + KU = R, (10)$$

где M – матрица массы; C – матрица демпфирования;  $\ddot{U}$  – вектор ускорения;  $\dot{U}$  – вектор скорости.

Данная система уравнений, в отличие от статического расчета, учитывает силы инерции, демпфирующие силы, а также упругие силы; все эти силы зависят от времени. Еще одним важным отличием динамического расчета от статического является скорость распространения напряжений и деформаций конструкции. Статический расчет предполагает, что скорость распространения напряжений и деформаций бесконечная, в динамическом анализе скорость распространения ограничена скоростью звука в материале, из которого выполнен исследуемый объект.

На рис. 28 показаны точки, в которых были определены значения смещений и напряжений корпуса ИЯР ВИР-2М. Указанный набор точек обусловлен возможностью установки в данных местах тензометрических датчиков с целью экспериментальной верификации численной модели. Корпус закреплен абсолютно жестко по поверхности верхнего фланца (рис. 28).



Рис. 26. Деформированное состояние корпуса АЗ реактора в продольном (слева) и в радиальном (справа) направлениях (м)



Рис. 27. Распределение эквивалентных напряжений в корпусе ВИР-2М при действии статического избыточного давления (Па)

Динамический расчет корпуса реактора ВИР-2М показал, что максимальные значения напряжений наблюдаются в точке № 1. Полученная зависимость напряжений от времени в точке № 1 (область центрального экспериментального канала) показана на рис. 29. На данном рисунке хорошо прослеживается удар ТР о крышку корпуса в момент времени t = 29 мс, который возбуждает колебания относительно положения равновесия.

Из рис. 29 видно, что максимальные напряжения, полученные в точке № 1, составляют 223 МПа, что близко к значению предела текучести  $\sigma_{0,2} = 225$  МПа.



Рис. 28. Схема расположения точек для определения значений смещений и напряжений

Рис. 30 показывает продольные смещения точки № 1, реализующиеся от воздействия импульсного удара о крышку реактора. Зависимости напряжений и продольных смещений в точке № 3 от времени аналогичны зависимостям, приведенным на рис. 29 и 30; при этом амплитуды напряжения и смещения примерно на порядок ниже, чем в точке № 1, что связано со значительно большей толщиной стенки корпуса по сравнению со стенкой центрального канала.

На рис. 31, 32 показаны распределения напряжений и перемещений в корпусе реактора в момент удара ТР о крышку корпуса ИЯР ВИР-2М.

Следует отметить, что при проведении динамического расчета использованы давления, действующие на крышку и дно реактора, реализующиеся при максимальном возможном энерговыделении, определенные без учета перемычек. Учет влияния потерь давления на перемычках приводит к снижению ударного давления на крышку корпуса до 26 МПа. При расчете НДС корпуса с учетом перемычек, напряжения не превысят предела текучести  $\sigma_{0,2}$  с коэффициентом запаса не менее 1,5.

На рис. 33 и 34 показаны графики зависимости продольных смещений и напряжений от времени в точке № 2 (центр полусферического канала), которые наиболее полно отображают возбужденные колебания, вызванные ударом ТР о крышку корпуса.



Рис. 31. Распределение эквивалентных напряжений в корпусе в момент удара (Па)



Рис. 29. Зависимость напряжения в точке № 1 от времени



Рис. 30. Зависимость продольных смещений точки № 1 от времени



Рис. 32. Распределение перемещений в корпусе в момент удара (м)



Рис. 33. График зависимости смещения точки № 2 от времени

#### Заключение

Авторами работы проведен комплексный расчет реактора ВИР-2М, включающий в себя расчет динамики ТР, а также прочностной расчет корпуса с применением зависимостей давлений от времени на основе полученных данных из расчета динамики ТР.

Составлена и отлажена программа для расчета переходных процессов в гомогенных водных импульсных реакторах, учитывающая влияние локальных гидродинамических сопротивлений. Уточнены уравнения состояния ТР (зависимость давления насыщения от температуры в диапазоне от 1,3 кПа до критической точки и зависимость коэффициента поверхностного натяжения воды от температуры для диапазона от 10 до 360 °С). Выполнено сравнение расчетных параметров с экспериментальными данными для ИЯР ВИР-2М, которое показало удовлетворительное согласие, что свидетельствует об адекватности модели и возможности ее применения при расчетах растворных ИЯР. В работе продемонстрировано, что наличие локальных гидродинамических сопротивлений (перемычек) значительно снижает ударное давление на крышку корпуса реактора ВИР-2М и практически не влияет на остальные параметры импульса.



Рис. 34. График зависимости напряжений точки № 2 от времени

В вариантах с использованием перемычек получены зависимости расчетных параметров (энерговыделение, максимальная мощность, максимальные давления на дно и крышку реактора, перепад давления на решетках) от времени. Показано, что давление на крышку корпуса не превышает 260 бар (для начального давления воздуха 0,7 атм). Таким образом, наличие перемычек приводит к тому, что давление на крышку корпуса в 1,5 раза ниже, чем при их отсутствии.

Рассчитанные зависимости давлений от времени были использованы в качестве начальных условий для расчета динамического нагружения элементов корпуса реактора ВИР-2М.

Разработана двухмерная цифровая модель корпуса ВИР-2М и проведен анализ НДС корпуса под воздействием статической и импульсных нагрузок. Показано следующее:

при нагружении внутренним давлением
 20 МПа (давление испытаний) корпус ИЯР
 ВИР-2М имеет двукратный запас прочности
 по пределу текучести;

– при работе в импульсном режиме самым нагруженным местом корпуса является верхняя часть центрального канала; для импульса с максимальным энерговыделением максимальные напряжения в корпусе не превышают  $\sigma_{0,2}$  с коэффициентом запаса 1,5.

### Список литературы

1. Воинов А. М., Колесов В. Ф., Матвеенко А. С. и др. Водный импульсный реактор ВИР-2М и его предшественники // ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов. 1990. № 3. С. 3–15.

2. Сизов А. Н., Колесов В. Ф. Динамика гомогенных водных импульсных реакторов // ВАНТ. Сер. Импульсные реакторы. 1973. Вып. 2. С. 55–59.

3. Сизов А. Н., Колесов В. Ф., Соловьев Г. Г. Динамика гомогенных импульсных реакторов // ВАНТ. Сер. Импульсные реакторы и простые критические сборки. 1985. Вып. 1. С. 22–31.

4. Колесов В. Ф., Сизов А. Н. Опыт ВНИИЭФ в расчетах растворных импульсных реакторов // ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов. 2000. Вып. 2/3. С. 19–24.

5. Лукин А. В. Основы физики импульсных ядерных реакторов. – Снежинск: РФЯЦ-ВНИИТФ, 2005, 438 с. 6. Ривкин С. Л., Александров А. А. Теплофизические свойства воды и водяного пара. – М.: Энергия, 1980. 424 с., ил.

7. Идельчик И. Е. Справочник по гидравлическим сопротивлениям. – М.: Машиностроение, 1975, с. 66–68, 333.

8. Биргер И. А., Мавлюков Р. Р. Сопротивление материалов: Учебное пособие. – М.: ЛЕНАНД, 2015. Изд. 2-е. 560 с.

9. Галлагер Р. Методы конечных элементов. Основы. – М.: Мир, 1984. 428 с.

Контактная информация -

Плузян Карлен Гагикович, начальник группы ИЯРФ, ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», e-mail: otd4@expd.vniief.ru

Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, 2020, вып. 4, с. 44–67.

# РАСЧЕТЫ ДИНАМИЧЕСКОГО ДЕФОРМИРОВАНИЯ БЛОКОВ РЕАКТОРА БР-К1М

# Л. С. Богомолова, Д. А. Варавин, Д. Ю. Дьянов, А. В. Казанцев, Н. В. Лопухов, Е. Е. Маслов, К. Г. Плузян, В. И. Романов, П. Н. Филатов, С. В. Шошин

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», г. Саров Нижегородской обл.

Статья поступила в редакцию 21.08.2020, после доработки – 30.09.2020, принята к публикации – 20.11.2020

В рамках многофункционального программного комплекса ЛОГОС проведено численное исследование нестационарного термомеханического состояния активной зоны быстрого импульсного реактора при действии импульса делений длительностью 600 мкс с учетом физической и геометрической нелинейности процесса деформирования материалов, контактного взаимодействия и зависимости прочностных характеристик топливных колец от температуры. В работе впервые на основе трехмерного численного моделирования динамики составных частей реактора БР-К1М в программном комплексе ЛОГОС и последующего анализа напряженно-деформированного состояния (НДС) блоков в условиях нестационарного (импульсного) гомогенного разогрева топливных элементов (ТЭ) исследована динамика структурных узлов реактора в процессе развития импульса делений. Анализ результатов показал отсутствие ударного контактного взаимодействия между функциональными узлами реактора в импульсном режиме работы.

Результаты моделирования позволяют обосновать регламентированные эксплуатационные пределы реактора БР-К1М.

**Ключевые слова:** быстрый импульсный реактор, импульс делений, топливные кольца, напряженнодеформированное состояние, программный комплекс ЛОГОС.

DYNAMIC DEFORMATION CALCULATION OF REACTOR BR-K1M BLOCKS / L. S. BOGO-MOLOVA, D. A. VARAVIN, D. Yu. D'YANOV, A. V. KAZANTSEV, N. V. LOPUKHOV, Ye. Ye. MASLOV, K. G. PLUZYAN, V. I. ROMANOV, P. N. FILATOV, S. V. SHOSHIN // Within the framework of multifunctional program complex LOGOS there was performed numerical investigation of unsteady thermo-mechanical state of a fast pulsed reactor core under the effect of 600-µs fission pulse in terms of physical and geometric nonlinearity of the process of materials deformation, contact interaction and dependence of strength characteristics of fuel rings on temperature. In the paper there is for the first time investigated dynamics of structural reactor assemblies in the course of fission pulse evolution basing on 3d numerical simulation of dynamics of BR-K1M reactor components in software package LOGOS and further analysis of the blocks strain condition (SC) under unsteady (pulsed) homogeneous heating of fuel elements (FE). The analysis of results demonstrated that the shock contact interaction between functional assemblies of reactor in the pulsed mode of operation is missing.

The results of simulation make it possible to substantiate regulated operating limitations of reactor BR-K1M.

**Key words:** fast pulsed reactor, fission pulse, fuel rings, strain condition, software package LOGOS.

#### Введение

Быстрый импульсный реактор БР-К1 (предшественник реактора БР-К1М) был введен в эксплуатацию в июне 1995 г. Реактор БР-К1 представлял собой многоцелевую ядернофизическую установку, предназначавшуюся как для апробации элементов концептуального проекта каскадного бустер-реактора БР-К, так и для проведения различных облучательных экспериментов в режиме апериодического импульсного реактора (АИР).

При вводе реактора в эксплуатацию его проектные режимы были реализованы не полностью – отсутствовало разрешение на генерирование самогасящихся импульсов с числом делений выше  $1 \cdot 10^{18}$ . Препятствием для возможности генерирования мощных импульсов делений и длительной работы реактора на стационарной мощности стало сильное коробление чехлов аварийного блока (АБ), неподвижного левого блока и неподвижного правого блока. Значительные деформации чехлов могли помешать нормальному функционированию средств аварийной защиты и контроля реактора.

Явление коробления чехлов было выявлено в эксперименте при физическом пуске реактора в 1989 г. Позднее оно было воспроизведено и детально исследовано в расчетах, выполненных с помощью специально разработанной программы [4].

Деформации топливных колец (ТК) активной зоны (АЗ), учитываемые в уравнениях динамики реактора, рассчитывались на основе аналитических выражений в предположении, что вибрации каждого кольца осуществляются устойчиво и полностью независимо от других колец [5].

В программе численного расчета произвольных оболочек вращения в рамках модели упругости изотропного тела с учетом неравномерности распределения температуры по длине и по ободу оболочки рассчитывались механические напряжения в ТК АЗ БР-К1 [6]. Результаты расчетов показали, что в допустимых импульсах делений с максимальным повышением температуры АЗ до 680 °С амплитуда напряжений в наиболее напряженном кольце будет превышать статический предел прочности топливного материала в 1,8 раза и составит 64 % от динамического предела прочности (пределы прочности были отнесены к максимальной температуре ТК).

Ориентация на динамический предел прочности при определении уровня допустимых импульсов считалась приемлемой, хотя и имелось в виду, что такой подход приведет к существенному ограничению ресурса установки.

Мощные импульсы делений в реакторе БР-К1 не производились: этому помешало коробление герметизирующих чехлов. Реактор эксплуатировался в статическом и квазиимпульсном режимах [7]. Для реализации проектных режимов эксплуатации реактора и предотвращения коробления герметизирующих чехлов (в процессе развития импульса делений) было принято решение о модернизации реактора. Модернизированная установка получила название БР-К1М (модернизированный бустер-реактор «Каскад», модификация 1).

В современной конструкции ТК блоков АЗ реактора БР-К1М находятся в чехлах из жаропрочного титанового сплава ВТ20. Чехлы закрепляются в стальном силовом корпусе с помощью шпонок, предотвращающих их вращение и перемещение в осевом направлении. Стальной силовой корпус каждого блока закреплен на стальной опорной плите, неподвижные блоки механически связаны друг с другом.

В процессе развития импульса делений ТК испытывают термический удар. Мгновенное расширение ТК в АЗ реактора может привести к возникновению ударного контактного взаимодействия между узлами конструкции реактора (через чехлы из сплава ВТ20 на стальной силовой корпус и шпонки).

Ударные контактные взаимодействия между функциональными узлами реактора могут стать причиной возникновения пластических деформаций, коробления, потери устойчивости составных частей блоков, разрушения креплений и фиксирующих элементов конструкции, в том числе шпонок. Это может привести к потере возможности нормального функционирования систем аварийной защиты. В данной работе, впервые, на основе трехмерного численного моделирования динамики составных частей реактора БР-К1М с использованием комплекса ЛОГОС и последующего анализа НДС блоков в условиях нестационарного (импульсного) гомогенного разогрева ТЭ представлены результаты решения следующих задач:

 установления факта наличия/отсутствия ударного контактного взаимодействия между функциональными узлами конструкции при импульсном режиме работы реактора;

 исследования динамики структурных узлов реактора в процессе развития импульса делений;

 проверки сохранения устойчивости составных частей блоков реактора.

Многофункциональный программный комплекс ЛОГОС впервые применен для решения задач, связанных с расчетным обоснованием возможности безопасной реализации регламентированных эксплуатационных пределов АИР.

# 1. Особенности формирования импульса делений

Планируемые параметры импульса на мгновенных нейтронах [8] модернизированного реактора БР-К1М следующие:

– предельно-допустимое энерговыделение в АЗ – 3,5·10<sup>18</sup> делений (106 МДж);

 – минимальная ширина импульса на половине максимальной мощности – 600 мкс.

Эти параметры определяются во многом максимальной температурой ТК, которая не должна превышать ~ 650 °С. Кроме того, осевые и нормальные перемещения торцевых поверхностей титановых чехлов не должны препятствовать срабатыванию аварийной защиты – свободному падению под собственным весом аварийного, импульсного и стопблоков.

Превышение эксплуатационных пределов БР-К1М приведет к существенному ограничению ресурса установки. Ограничение максимальной температуры ТК связанно со свойствами U-Mo сплава [9].

При превышении температуры фазового (аллотропического) превращения ( $639\pm5$ ) °C растворимость Мо в U заметно увеличивается, например, по достижению температуры 900 °C растворимость молибдена в  $\gamma$ -уране составит 35-37 ат. дол., %.

Модуль упругости уменьшается почти пропорционально температуре. При температуре  $\approx 640$  °С модуль упругости резко убывает (данный эффект связан с переходом урана из вязко-пластичного состояния в хрупкое). Физические особенности топливного материала реактора БР-К1М определяют максимально допустимую температурную нагрузку, связанную с разогревом в процессе импульса делений, и тем самым ограничивают полуширину импульса делений на мгновенных нейтронах – обусловливают предельную мощность в пике импульса.

Зависимость мощности реактора, работающего в импульсном режиме на мгновенных и запаздывающих нейтронах, от времени при безынерционном гашении реактивности может быть представлена в виде

$$Q(t) \approx \frac{P_0 \alpha \exp\left[-\alpha \left|t - t_0\right|\right]}{\left(1 + \exp\left[-\alpha \left|t - t_0\right|\right]\right)^2},$$
(1)

где Q – мощность, Вт;  $P_0$  – энерговыделение, Дж;  $\alpha$  – обратный период разгона, с<sup>-1</sup>;  $t_0$  – момент времени, в который мощность максимальна, с; t – время, с.

Отсчет времени будем вести от того момента, при котором энерговыделение еще не началось или, по крайней мере, очень мало. Для этого, как следует из формулы (1), достаточно положить  $t_0$  равным трем полуширинам импульса делений:  $t_0 \approx 3\Theta_{1/2}$ , где  $\Theta_{1/2}$  – полуширина импульса делений, равная 600 мкс. При безынерционном гашении длительность импульса на половине высоты (полуширина импульса) определяется [10, 11] как:

$$\Theta_{1/2} = \frac{3,5255}{\alpha}.$$
 (2)

Для описания относительного распределения числа делений по кольцам и структурным блокам воспользуемся экспериментальными данными о поле температур в АЗ реактора БР-К1. В 1989 году для экспериментального исследования плотностей делений по объему АЗ при физическом пуске реактора были использованы методики активационных детекторов деления, сбора осколков деления, твердотельных трековых детекторов. Поле температур по делящемуся материалу (ДМ) было определено для полного числа делений в АЗ 3,42 · 10<sup>18</sup> делений (≈104 МДж) в предположении, что начальная температура топливных элементов составляла 20 °C. Данные о поле температур в АЗ приведены на рис. 1.

Значения температур, представленные на рис. 1,*a*, соответствуют средним по кольцевым фрагментам топливных элементов, высоты которых равны ширине детекторов методики сбора осколков деления. На рис. 1, $\delta$  приведены средние по топливному кольцу значения температуры. Из рис. 1,*a* видно, что максимальное значение средней температуры кольцевого фрагмента составляет 641 °C и достигнуто в топливном блоке НБ-1п. Для целей численного моделирования будем использовать усредненные температуры ТЭ блоков НБ-1л и НБ-1п.

		307 324 342	340	355 356 361 34	6 306 265 219
		377 408 422	420	436 442 461 43	1 384 334 272
		443 482 496	487	508 517 526 50	7 464 407 328
	281 350 396	494 543 554	542	567 573 583 56	2 522 464 377
164 194 215 228 245 266	336 407 456	547 589 596		609 621 60	3 572 510 419
190 223 250 271 289 309	370 450 504	565 612 610	1	626 638 62	5 610 555 454
213 242 267 296 320 335	392 470 518		1		634 589 478
232 252 282 302 328 334	390 460 498	575 609 609	1		641 598 484
		567 596 596	1		629 586 478
		543 563 571	1		621 576 470
			•		617 571 462
	НБ-2				594 554 447
ПБ		1.5			550 510 418
		АЬ		НЬ-1л	
					НБ-1п

			а				
			328		355	263	]
			407		443	330	
			477		515	400	
		342	533		571	454	
191	246	403	577		611	500	
221	290	441	596		630	540	
241	317	460				567	
255	321	449	598			574	
			586			564	
			559			556	
						550	
						532	
						493	
ПБ		НБ-2	АБ	H	НБ-1л	НБ-1п	

Рис. 1. Поле температур для числа делений в АЗ 3,42 · 10<sup>18</sup> : а – экспериментальные данные; б – усредненные по кольцу экспериментальные данные

б
Данные о поле температур АЗ БР-К1 можно использовать для БР-К1М, поскольку характер пространственного распределения энерговыделения существенно не изменен: сохранена структура АЗ, а именно она преимущественно определяет распределение энерговыделения.

Модели расчета НДС блоков реактора не учитывают следующие факторы, приводящие к несущественным изменениям пространственного распределения энерговыделения:

– влияние графитового экрана. Графит замедляет и отражает часть нейтронов обратно
в АЗ и тем самым поднимает температуру
внешних топливных колец подвижных блоков (ПБ) (нумерация колец производится от оси к периферии блоков АЗ);

 несимметричное позиционирование топливных колец в блоке – относительно боковых обечаек чехлов блоков.

С учетом того, что пространственное распределение энерговыделения постоянно и не зависит от мощности и режима работы, можно утверждать, что относительное распределение числа делений по блокам сохранено. В табл. 1 и 2 приведено распределение числа делений по кольцам и структурным блокам АЗ реактора БР-К1М.

На основе данных о распределении числа деления по кольцам рассчитаны зависимости удельной мощности внутреннего источника теплоты в ТК НБ-1л и НБ-1п от времени (рис. 2) при работе реактора в импульсном режиме с полным числом делений 3, 42 · 10<sup>18</sup> и полушириной импульса 600 мкс (энерговыделение на 1 акт деления принято равным 180 МэВ).

Зависимости, представленные на рис. 2, являются исходными данными для расчета температур ТК блоков НБ-1л и НБ-1п – основного фактора, вызывающего их термомеханическое деформирование в процессе развития импульса делений.

Таблица 1

	Число делений в топливном кольце, отн. ед. 10 <sup>-2</sup>					
№ кольца**	ПБ*		нг э	٨٦		
	ПБ-л	ПБ-п	11D-2	AD	11D-1,1	11D-111
1	0,862	1,08	1,52	1,79	3,84	1,49
2	1,47	1,93	2,80	1,92	3,77	1,61
3	1,35	1,77	2,68	2,02	4,31	1,69
4	1,18	1,52	2,49	***	3,86	1,78
5	_	_	2,14	3,63	3,37	1,85
6	—	_	—	3,56	2,68	1,94
7	_	_		4,02	_	3,46
8	_	_	—	3,57	_	3,29
9	—	—	_	3,10	—	3,09
10	_	_		2,47	_	2,84
11	_	_	_	_	—	2,50
12	_	_	_	_	_	2,09
13	_	_	_	_	_	1,69

# Число делений в ТК блоков АЗ БР-КІМ

\* ПБ условно разбит на два диска: левый и правый.

\*\* Нумерация колец приведена от оси АЗ к периферии блока.

\*\*\* Кольцо из нержавеющей стали.

Блок	Полное число делений, отн. ед. [14]	Число делений при усреднении температуры колец, отн. ед.
ПБ	0,103	0,112
НБ-2	0,116	0,116
АБ	0,265	0,261
НБ-1Л	0,219	0,218
НБ-1П	0,297	0,293
A3	1,000	1,000

Относительное распределение числа делений в блоках АЗ

## 2. Температуры ТК блока НБ-1п

На рис. 3 представлены зависимости максимальной температуры ТК и удельного энерговыделения в первых шести ТК блока НБ-1п от времени при работе реактора в импульсном режиме с полным числом делений  $3,42 \cdot 10^{18}$  и полушириной импульса 600 мкс.

Зависимости температуры от времени в кольцах рассчитывались с помощью комплекса трехмерного математического моделирования ЛОГОС-Тепло.



Рис. 2. Зависимость удельной мощности внутреннего источника теплоты в кольцах блоков НБ-1л (а) и НБ-1п (б) от времени



Рис. 3. Зависимости максимальной температуры ТК и удельного энерговыделения в ТК блока НБ-1п от времени: а – ТК № 1, б – ТК № 2, в – ТК № 3, г – ТК № 4, д – ТК № 5, е – ТК № 6

## 3. Результаты расчетов НДС

Общий вид твердотельной геометрической модели конструкции представлен на рис. 4,*a*. Вид конструкции блоков НБ-1л и НБ-1п в разрезе приведен на рис. 4,*б* и 5.

В процессе импульса деления температура в ТЭ изменяется во времени синхронно от 20 °С до максимального значения. Для расчетов принимается гомогенное распределение температуры по каждому ТЭ. Температура каждого элемента имеет свое максимальное значение (рис.  $1, \delta$ ).

Нормированная зависимость температуры любого ТК от времени для импульса деления полушириной 600 мкс представлена на рис. 6. Характерный вид зависимости мощности от времени для импульса деления полушириной 600 мкс показан на рис. 2.



Рис. 4. Конструкция блоков НБ-1л и НБ-1п: а – общий вид, б – вид конструкции в разрезе



Рис. 5. Поперечное сечение блока НБ-1п

На основе твердотельной *CAD*-модели конструкции и эскизной конструкторской документации разработана детальная трехмерная расчетная конечно-элементная модель конструкции, которая включает все элементы конструкции с учетом их силового замыкания. Дискретизация расчетной области по пространству выполнена на основе 8-узловых конечных элементов. Количество элементов в модели составляет 1 424 172. Характерный размер конечного элемента в модели варьируется от 3 до 5 мм.

ционных материалов описывается в упругопластической и геометрически нелинейной постановках с учетом нестационарного контактного взаимодействия с переменными границами и возможности взаимного проскальзывания элементов конструкции между собой. Коэффициент трения между контактными поверхностями в процессе взаимодействия принимается равным  $f_{\rm Tp}$ = 0,2. Перемещение и деформирование элементов конструкции моделируется с учетом силы тяжести.

Динамическое деформирование конструк-



Рис. 6. Нормированная зависимость температуры любого ТК от времени для импульса деления полушириной 600 мкс

Для описания деформирования конструкции используются изотропная упругопластическая модель материала и соотношения дифференциальной теории пластичности с кинематическим упрочнением. Упругопластические диаграммы деформирования материалов аппроксимируются билинейными функциями. Для ТЭ используется модель материала, учитывающая изменение механических свойств в зависимости от температуры. Изменение прочностных характеристик материалов корпусных элементов от температуры не учитывается. Для корпусных деталей принимаются значения физико-механических параметров, соответствующие температуре окружающей среды T = 20 °C.

Анализ результатов расчета показывает, что при воздействии импульса деления ТК испытывают тепловое расширение и совершают колебания относительно положения равновесия. При этом зазоры между ТЭ и чехлами уменьшаются, но не выбираются полностью. Контактного взаимодействия между ТЭ и титановым чехлом не происходит. На рис. 7 показано распределение максимальных значений полных деформаций в элементах конструкции. Временные зависимости максимальных значений интенсивности напряжений в титановых чехлах и стальных шпонках приведены на рис. 8-10.



Рис. 7. Интенсивность полных деформаций: а – элементы конструкции блоков НБ-1л и НБ-1п, б – зона шпонки блока НБ-1л



Рис. 8. Зависимость от времени эквивалентных напряжений в титановом чехле НБ-1л



Рис. 9. Зависимость от времени эквивалентных напряжений в титановом чехле НБ-1п



Рис. 10. Зависимость от времени эквивалентных напряжений в шпонках

Анализ результатов расчетов показывает, что максимальные значения эквивалентных напряжений  $\sigma_i$  в титановых чехлах составляют 0,75 и 1,25 МПа для блоков НБ-1л и НБ-1п соответственно, что значительно ниже предела текучести материала ВТ20. Максимальное значение эквивалентных напряжений в шпонках составляет  $\sigma_i = 1,68$  МПа, что многократно ниже предела текучести материала шпонок (сталь 30Х13, σ<sub>т</sub> = 700 МПа). Поэтому можно утверждать, что в процессе импульса делений и разогрева топливных элементов обечайки, крышки титановых чехлов, стальные корпусы и их элементы, шпонки и болты крепления шпонок сохраняют прочность с большим запасом прочности по пределам текучести и прочности материалов.

На основе результатов расчетов выполнен анализ изменения зазоров  $\Delta_1$ ,  $\Delta_2$  между внешними топливными элементами и титановыми чехлами блоков и длины  $h_1$ ,  $h_2$  разогретых ТЭ. На рис. 11 показана схема измерений, на рис. 12 – принятая нумерация ТЭ.



Рис. 11. Схема измерения зазоров



Рис. 12. Принятая нумерация топливных элементов в блоках

Начальный зазор  $\Delta_1$ ,  $\Delta_2$  между внешним элементом и внешней обечайкой составляет 4,1 мм.

Начальное расстояние между крышками титанового чехла, внутри которого ТЭ может расширяться, составляет 100,8 и 92 мм для блоков НБ-1л и НБ-1п соответственно. На рис. 13–14 представлены временные зависимости замеряемых расстояний. Анализ результатов показывает, что смыкания указанных зазоров не происходит, что подтверждает отсутствие какого-либо воздействия топливных элементов на титановые чехлы в процессе развития импульса делений.

На рис. 15 представлены зависимости максимальных эквивалентных напряжений от времени в наиболее нагруженных ТЭ блока НБ-1п.



Рис. 13. Зазоры  $\Delta_1$  и  $\Delta_2$  между чехлом и внешним ТК блоков НБ-1л (а) и НБ-1п (б) соответственно



Рис. 14. Длина наиболее разогретого элемента: а – длина *h*<sub>1</sub> блока НБ-1л; б – длина *h*<sub>2</sub> блока НБ-1п



Рис. 15. Зависимости максимальных эквивалентных напряжений от времени в кольцах № 5 (а), 6 (б), 7 (в), 8 (г), 9 (д), 10 (е), 11 (ж), 12 (з) блока НБ-1п

Из графиков видно, что изменение максимальных эквивалентных напряжений в ТЭ во времени носит колебательный характер с небольшими биениями. Максимальное значение эквивалентных напряжений достигается в 10 ТЭ блока НБ-1п и составляет  $\sigma_i = 53,1$  МПа, что ниже предела текучести материала ТЭ при соответствующей температуре в 8,5 раз.

На рис. 16 приведены зависимости максимальных эквивалентных напряжений от времени в каждом из ТЭ в блоке НБ-1л.



Рис. 16. Зависимости максимальных эквивалентных напряжений от времени в кольцах № 1 (а), 2 (б), 3 (в), 4 (г), 5 (д), 6 (е) блока НБ-1л

Из графиков видно, что в процессе разогрева ТЭ блока НБ-1л испытывают напряжения, уровень которых несколько выше по сравнению с напряжениями в ТЭ блока НБ-1п. В блоке НБ-1л максимальное значение напряжений достигается в третьем топливном элементе и составляет  $\sigma_i = 69$  МПа, что ниже предела текучести U-Mo сплава в 8 раз. Представленные выше расчеты, выполненные в программном комплексе ЛОГОС, соответствуют совместной постановке задачи, при которой блоки НБ-1л и НБ-1п механически связаны.

Для подробного анализа динамики отдельно взятого (самого нагруженного) блока реактора БР-К1М – НБ-1п – проведено моделирование в изолированной постановке. Исходные данные и условия нагружения эквивалентны постановке расчетов, представленных выше.

На рис. 17 представлена расчетная модель блока НБ-1п – вид конструкции в разрезе. Дискретизация расчетной области выполнена на основе 8-узловых конечных элементов. Количество элементов в модели составляет 466 017 шт. Характерный размер конечного элемента в модели варьируется от 1,5 до 5 мм.

Фрагменты конечно-элементной сетки, покрывающей расчетную область, представлены на рис. 18.



Рис. 17. Расчетная модель блока НБ-1п

В процессе импульса деления температура в топливных элементах изменяется во времени синхронно от 20°С до максимального значения. Для расчетов принимается гомогенное распределение температуры по каждому ТЭ. Зависимости температур ТК блока HБ-1п от времени представлены в разделе 2 (рис. 3).

В процессе развития импульса делений ТЭ могут находиться в 3 положениях относительно внутренней поверхности обечаек (чехла из сплава BT20):

 – ТЭ плотно прижаты к левой обечайке блока;

 – ТЭ расположены эквидистантно по отношению к левой/правой обечайке;

 – ТЭ плотно прижаты к правой обечайке блока.

Расчеты проводились для всех трех возможных положений ТЭ.

На рис. 19, 20 представлены зависимости максимальных перемещений обечаек (чехлов) блока НБ-1п от времени.



Рис. 18. Фрагменты конечно-элементной сетки блока НБ-1п в изолированной постановке расчета



Рис. 19. Максимальные перемещения левой обечайки (вдоль оси реактора) от блока НБ-1л (а) и к нему (б)



Рис. 20. Максимальные перемещения вдоль оси реактора правой обечайки к ИБ и СБ (а) и от них (б)

Из графиков видно, что (зазор между блоками НБ-1п и НБ-1л, согласно КД, составляет 1,98 мм, между блоком НБ-1п и ИБ, СБ – 8 мм) даже при ассиметричном расположении ТЭ в АЗ блока соударения между чехлами соседних блоков не будут происходить.

На рис. 21 представлены зависимости максимальных эквивалентных напряжений от времени для наиболее напряженных ТК блока НБ-1п (расчет в изолированной постановке, n – коэффициент запаса прочности по  $\sigma_{0,2}$ ).

Из графиков видно, что результаты расчетов НДС ТЭ блока НБ-1п в совместной постановке и в раздельной постановке (НБ-1п, ТЭ расположены эквидистантно по отношению к левой и правой обечайке) находятся в удовлетворительном согласии. Незначительные отличия (1-5%) связаны с учетом влияния механических связей между блоками.

#### Заключение

На основе детальной трехмерной конечноэлементной модели наиболее нагруженных блоков НБ-1л и НБ-1п исследовательского реактора БР-К1М и многофункционального программного комплекса ЛОГОС выполнены расчеты нестационарного термомеханического состояния конструкции при воздействии импульса делений длительностью 600 мкс



Рис. 21. Зависимости максимальных эквивалентных напряжений от времени в кольцах № 7 (а), 8 (б), 9 (в), 10 (г), 11 (д), 12 (е) блока НБ-1п

с учетом физической и геометрической нелинейностей процесса деформирования материалов, контактного взаимодействия и зависимости прочностных характеристик материалов ТК от температуры.

Полученные результаты позволяют расчетным способом обосновать регламентированные эксплуатационные пределы реактора БР-К1М. Расчеты НДС и численное моделирование динамики наиболее нагруженных блоков реактора БР-К1М показали, что в процессе импульса делений (с полушириной 600 мкс и числом делений  $3,42 \cdot 10^{18}$ ) ТК не испытывают ударного контактного взаимодействия с внутренней боковой поверхностью титановых чехлов, корпусы блоков не испытывают контактного взаимодействия между собой, а шпонки и крепежные элементы сохраняют прочность.

В данной работе, впервые, на основе трехмерного численного моделирования динамики составных частей реактора БР-К1М с использованием комплекса трехмерного математического моделирования ЛОГОС и последующего анализа НДС блоков в условиях нестационарного (импульсного) гомогенного разогрева ТК решены следующие задачи:

 установлен факт отсутствия ударного контактного взаимодействия между функциональными узлами реактора при импульсном режиме работы;

 исследована динамика структурных узлов реактора в процессе развития импульса делений;

– проверено сохранение устойчивости составных частей блоков реактора.

Многофункциональный программный комплекс ЛОГОС впервые применен для решения задач, связанных с расчетным обоснованием возможности безопасной реализации регламентированных эксплуатационных пределов АИР.

#### Список литературы

1. Дерюгин Ю. Н., Козелков А. С., Спиридонов В. Ф., Циберев К. В., Шагалиев Р. М. Многофункциональный высокопараллельный пакет программ ЛОГОС для решения задач тепломассопереноса и прочности // Сб. тез. докл. С.-Петербургского науч. форума «Наука и общество». – С.-Пб.: Изд-во Политех. ун-та, 2012. С. 102.

2. Дьянов Д. Ю., Спиридонов В. Ф., Циберев К. В., Наумова Е. И., Борляев В. В., Стародубов С. В., Шувалова Е. В., Медведкина М. В., Артемова Е. О., Челаков А. А., Казанцев А. В., Рябов А. А., Романов В. И., Куканов С. С. Пакет программ ЛОГОС. Модуль решения динамических задач прочности // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Математическое моделирование физических процессов. 2018. Вып. 1. С. 3–14.

3. Дьянов Д. Ю., Казанцев А. В., Стародубов С. В., Циберев К. В., Челаков А. А. Пакет программ ЛОГОС. Учет контактного взаимодействия при решении нелинейных быстропротекающих задач механики деформируемого твердого тела // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Математическое моделирование физических процессов. 2020. Вып. 2. С. 45–59.

4. Колесов В. Ф., Хоружий В. Х. Расчет температур и деформаций в герметизирующих чехлах импульсных ядерных реакторов // ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов. 1991. Вып. 4. С. 31–38.

5. Хоружий В. Х., Колесов В. Ф. Решения динамической задачи термоупругости для круговой цилиндрической оболочки // ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов. 1990. Вып. 3. С. 29–33.

6. Колесов В. Ф. Импульсные реакторы самогасящегося действия и методы их расчета. Ч. 2 // ВАНТ. Сер. Импульсные реакторы и простые критические сборки. 1986. Вып. 1. С. 41–78.

7. Колесов В. Ф., Кувшинов М. И., Воронцов С. В. и др. Критические стенды и импульсные реакторы РФЯЦ-ВНИИЭФ // 65 лет ВНИИЭФ. Физика и техника высоких плотностей энергии. – Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ. 2011. Вып. 1. С. 136–164.

8. Девяткин А. А., Воронцов С. В., Колесов В. Ф. и др. Пути модернизации БР-К1 для работы в импульсном режиме // Импульсные реакторы: история создания и перспективы использования. – Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ». 2015. Т. 2. С. 54–70.

9. Годин Ю. Г., Тенишев А. В., Новиков В. В. Физическое материаловедение: учебник для вузов. Т. 6. Ч. 2. Ядерные топливные материалы / Под общей ред. Б. А. Калина. – Москва: МИФИ, 2008. 604 с.

10. Колесов В. Ф. Апериодические импульсные реакторы. – Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2007.

11. Шабалин Е. П. Импульсные реакторы на быстрых нейтронах. – Москва: Атомиздат, 1976. 248 с.

Контактная информация -

Плузян Карлен Гагикович, начальник группы ИЯРФ, РФЯЦ-ВНИИЭФ, e-mail: otd4@expd.vniief.ru

Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, 2020, вып. 4, с. 68–84.

## Правила оформления статей

При подготовке статьи в журнал автор должен руководствоваться стандартом «Оригиналы авторские и текстовые издательские» (ОСТ 29.115 – 88). К авторским оригиналам, передаваемым для издания, предъявляются следующие требования.

1. Экземпляр статьи должен быть первым, отпечатан на одной стороне листа формата А4 **шрифтом № 12 через 2 интервала.** Статья должна быть составлена в следующем порядке; индекс УДК; заглавие; инициалы и фамилии авторов; место работы каждого автора с почтовым адресом; аннотация (не более 10 строк); ключевые слова – все вышеперечисленное на русском и английском языках; текст; список литературы; таблицы; рисунки; подрисуночные подписи (на отдельном листе).

2. Статья должна также представляться обязательно в виде электронной версии обычным **шрифтом № 12 Times New Roman, междустрочный интервал** – одинарный, в редакторе Word 97 или более поздних версий. Текст не форматируется, в качестве имени файла используется ФИО первого автора статьи. Кавычки в тексте ставятся при английской раскладке клавиатуры («..»).

3. Содержание статьи должно быть кратким и четким. Исключаются общие рассуждения, известные положения. Не допускается дублирование материала в тексте, таблицах, подрисуночных надписях. Необходимо соблюдать единообразие в написании терминов, наименований физических величин и единиц измерения, условных обозначений, сокращений, символов. Наименования и обозначения единиц физических величин необходимо приводить в системе СИ.

Необходимо обращать внимание на написание прописных и строчных букв: русские и греческие буквы ( $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$ ,  $\phi$  и т. д.) набираются прямо, а латинские (x, y, z, w и т. д.) – курсивом. Те же требования в обозначениях нужно соблюдать при написании индексов и степеней в формулах. Обозначения матриц и векторов набираются полужирным шрифтом прямо. Формулы, включенные в текст, следует набирать без увеличения интервала между строками, например b/d,  $\exp(x/e)$ .

4. Таблицы нумеруются, каждая таблица должна иметь заголовок. Сокращения в графах таблицы не допускаются. В тексте необходимы ссылки на все таблицы. Каждая таблица печатается на отдельном листе, а в электронном виде представляется отдельным файлом.

5. Формулы нумеруются арабскими цифрами, номер ставится с правой стороны листа в круглых скобках. Нумеровать следует только те формулы и уравнения, на которые есть ссылка в последующем изложении. Формулы выполняются в редакторах Equation 3.0 или

MathType при невозможности набора на клавиатуре  $\left(x_n^2, y_m^n, \sqrt{x}, \int_0^1 x, \frac{1}{y}$  и т. д.  $\right)$ . Подстрочные

и надстрочные индексы вводятся с клавиатуры ( $x_3$ , км<sup>2</sup> и т. д.), греческие буквы вставляются через Меню *Вставка*  $\rightarrow$  *символ*.

6. В тексте статьи рисунок обязательно представляется на отдельном листе формата не более А4. На рисунках допускается минимальное число обозначений – краткие цифровые (по порядку номеров слева направо или по часовой стрелке) или буквенные обозначения. Все пояснения выносятся в подрисуночные подписи. Внутренние надписи на рисунках набираются шрифтом № 11. Внизу каждого рисунка должны быть приведены его номер и подрисуночная подпись шрифтом № 11. При наличии нескольких различных графиков на одном рисунке каждый из них обозначается русскими буквами а), б), в) и т. д. и расшифровывается. **В** электронном виде рисунки представляются отдельными файлами, выполненные в графических редакторах *Paint, PhotoShop, CorelDraw, jpg, png* (фотографии в растровом формате *tif, dpi*-300). Рисунки в *Word* не вставлять, кроме случаев, когда рисунок изначально выполнен в *Word*.

7. Ссылки на литературу в тексте даются по порядку, арабскими цифрами в квадратных скобках. Список литературы составляется в той же последовательности, в которой приводятся ссылки на литературу. Фамилии и инициалы авторов набираются полужирным курсивом.

8. Список литературы следует оформлять в соответствии с Государственным стандартом «Библиографическая ссылка» (ГОСТ Р 7.0.5–2008), в частности, необходимо указать:

а) для журнальных статей – фамилии и инициалы всех авторов, название статьи, название журнала (без кавычек), год, том, выпуск, номер, страницы;

б) для книг – фамилии и инициалы всех авторов, полное название книги, место издания, издательство (без кавычек), год издания;

в) для авторефератов диссертаций – фамилию и инициалы автора, название автореферата диссертации, на соискание какой ученой степени написана диссертация, место и год защиты;

г) для препринтов – фамилии и инициалы **всех** авторов, название препринта, наименование издающей организации, шифр и номер, место и год издания;

д) для патентов – фамилии и инициалы всех авторов, название патента, страну, номер и класс патента, дату и год заявления и опубликования патента;

е) для отчетов – фамилии и инициалы всех авторов, название отчета, инвентарный №, наименование организации, год выпуска;

ж) для электронных источников – полный электронный адрес (включая дату обращения к источнику), позволяющий обратиться к публикации.

9. В конце текста указывается контактная информация об авторах статьи: фамилия, имя и отчество (полностью), должность, телефон, e-mail.

# ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

Серия: Физика ядерных реакторов

#### Выпуск 4

Ответственный за выпуск Владимир Федорович Колесов e-mail: kolesov@expd.vniief.ru

Редактор Е. А. Мясоедова Компьютерная подготовка оригинала-макета С. Н. Фролова

Подписано в печать 20.11.2020 Формат 60 × 84/8 Офсетн. печ. Усл. печ. л. ~10. Уч.-изд. л. ~9,3. Тираж 200 экз. Зак. тип. 2255-2020. 5 статей

Отпечатано в ИПЦ ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ» 607188, г. Саров Нижегородской области, ул. Силкина, 23

ISSN 0205-4671. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, 2020, вып. 4, 1-86.