

ТОПЛИВНЫЙ ЦИКЛ И РАДИОАКТИВНЫЕ ОТХОДЫ

- П.Н. Алексеев, Е.А. Иванов, В.А. Невиница, Н.Н. Пономарев-Степной, А.Н. Румянцев, В.М. Шмелев*
Повышение защищенности экспортных поставок топлива легководных реакторов при использовании регенерированного урана 3
- А.А. Андрианов, Ю.А. Коровин, Г.М. Пшакин*
Анализ влияния возможных сценариев развития ядерной энергетики на масштабы инспекционной деятельности по обеспечению режима нераспространения 10
- М.Н. Бок, В.В. Коробейников, С.В. Югай, А.А. Андрианов, Ю.А. Коровин, Е.В. Федорова, Г.А. Фесенко*
Применение программного комплекса MESSAGE для задач оптимизации двухкомпонентной структуры крупномасштабной ядерной энергетики 20
- Э.Ф. Крючков, В.А. Апсэ, В.Б. Глебов, А.С. Краснобаев, А.Н. Шмелев*
Обогащенный уран с добавлением изотопа ^{232}U : защищенность от неконтролируемого распространения ... 26
- Г.Б. Усынин, А.А. Кравченко*
Исследование безотходного топливного цикла РБН с шаро-насыпной активной зоной 34
- И.В. Шаманин, М.Е. Силаев, С.В. Беденко, В.В. Мартынов*
Оценка вклада реакции (α, n) в нейтронную активность отработавшей тепловыделяющей сборки реактора ВВЭР-1000 40

ТЕПЛОФИЗИКА И ТЕПЛОГИДРАВЛИКА

- Ю.М. Ашурко*
Анализ возможных форм свободно-конвективных течений в замкнутом контуре 48

МАТЕРИАЛЫ И ЯДЕРНАЯ ЭНЕРГЕТИКА

- А.В. Безносков, И.В. Каратушина*
Экспериментальное исследование процессов, сопровождающих аварийное поступление органических соединений (масел) в свинец-висмутовый и свинцовый теплоносители 58
- А.М. Святкин, В.В. Тихомиров, В.В. Яковлев, В.П. Смирнов*
Результаты одновременного растворения UO_2 и ZrO_2 расплавленным циркалоем 68
- МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ В ОБЪЕКТАХ ЯДЕРНОЙ ЭНЕРГЕТИКИ**
- П.А. Андросенко, В.И. Белоусов, А.Г. Царина*
Прецизионное решение задач переноса электронов методом Монте-Карло 78
- П.А. Андросенко, В.И. Белоусов, А.Г. Царина*
Моделирование методом Монте-Карло воздействия ионизирующего излучения на химический состав тканей человека 84
- Д.Г. Лазаренко*
Математическая модель для расчета теплоэлектрофизических характеристик электрогенерирующего канала 89
- А.И. Перегуда, Д.А. Тимашов*
Математическая модель процесса функционирования автоматизированного технологического комплекса «объект защиты – система безопасности» с восстанавливаемыми элементами и периодическим контролем системы безопасности 101
- А.В. Тихоненко*
Квантовая механика в прикладных математических пакетах 110
- Д.В. Хитрик, В.В. Колесов, Д.А. Камаев, В.Ф. Украинцев*
Способы уменьшения погрешностей оценки концентраций нуклидов при использовании метода интервальных вычислений в задачах изотопной кинетики 120
- В.Л. Шаблов, И.А. Тырас*
Моделирование динамики взаимодействия в конечном состоянии в ядерных реакциях с заряженными частицами 127
- Н.А. Якушкин*
Классификация бифуркационных границ в точечной модели ксеноновых колебаний 132

CONTENTS

FUEL CYCLE AND RADIOACTIVE WASTES MANAGEMENT

- P.N. Alekseev, E.A. Ivanov, V.A. Nevinitza, N.N. Ponomarev-Stepnoi, A.N. Rumyantsev, V.M. Shmelev*
Increasing of Security of Export Deliveries of Light Water Fuel due to Recycled Uranium Utilization 3
- A.A. Andrianov, Yu.A. Korovin, G.M. Pshakin*
Analysis of the Influence of Possible Nuclear Energy Development Scenarios on the Scale of Inspection Activity to Maintain the Nonproliferation Regime 10
- S. Yugay, V. Korobeynikov, M. Bock, Yu. Korovin, E. Fedorova, A. Andrianov*
Application of Message Model for Optimization of Two-Component Structure of a Large-Scale Nuclear Power System 20
- E.F. Kryuchkov, V.A. Apse, V.B. Glebov, A.S. Krasnobaev, A.N. Shmelev*
Enriched Uranium with Addition of ^{232}U : Protection against Uncontrolled Proliferation 26
- G.B. Usynin, A.A. Kravchenko*
Exploring of Non-Wasted Fuel Cycle of the Ball-Poured Core of the Sodium-Cooled Fast Reactor 34
- I.V. Shamanin, M.E. Silaev, S.V. Bedenko, V.V. Martynov*
The Input of an (α, n) Reaction Estimation to an Integral Neutron Intensities of WWER-1000 Spent Fuel 40

THERMAL PHYSICS AND HEATHYDRAULICS

- Yu.M. Ashurko*
Analysis of Possible Types of Natural Convection Flows in a Closed Circuit 48

MATERIALS OF NUCLEAR POWER ENGINEERING

- A.V. Beznosov, I.V. Karatushina*
Experimental Research of the Processes Accompanying Emergency Receipt of Organic Connections (oil) to the Lead-Bismuth and Lead Heat-Carrier 58
- A.M. Svyatkin, V.V. Tikhomirov, V.V. Yakovlev, V.P. Smirnov*
Results of Simultaneous Dissolution of UO_2 and ZrO_2 by Molten Zircaloy 68

SIMULATION OF THE PROCESS PERFORMANCE IN NUCLEAR POWER FACILITIES

- P.A. Androsenko, V.I. Belousov, A.G. Tsarina*
Monte Carlo Precise Solution of Electron Transport Problem 78
- P.A. Androsenko, V.I. Belousov, A.G. Tsarina*
Monte Carlo Simulation of Ionizing Radiation Influence on Chemical Composition of Human Tissues 84
- D.G. Lazarenko*
Universal mathematical Model of Electricity Generation Channel for Heat, Electrical and Physical Characteristics Calculation 89
- A.I. Pereguda, D.A. Timashov*
Mathematical Model of the Automated Technological Complex «Protection Object – Safety System» Function Process with Renewable Unit and Recurrent Control of Safety System 101
- A.V. Tikhonenko*
Scattering Problem for Model Potential of Fission for Heavy Nucleus and Program Systems in Applied Mathematical Programs 110
- D.V. Hitrick, V.V. Kolesov, D.A. Kamaev, V.F. Ukraintsev*
Uncertainties Estimation Reducing when Interval Analysis Method Is Used for Isotope Kinetics Problem 120
- V.L. Shablov, I.A. Tyras*
Modeling of the Interaction Dynamics for the Nuclear Reaction with Charged Particles in the Final State 127
- N.A. Yakushkin*
The Classification of the Bifurcation Borders in the Point Model of the Xenon Oscillations 132

ПОВЫШЕНИЕ ЗАЩИЩЕННОСТИ ЭКСПОРТНЫХ ПОСТАВОК ТОПЛИВА ЛЕГКОВОДНЫХ РЕАКТОРОВ ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ РЕГЕНЕРИРОВАННОГО УРАНА

П.Н. Алексеев, Е.А. Иванов, В.А. Невиница,
Н.Н. Пономарев-Степной, А.Н. Румянцев, В.М. Шмелев
Российский научный центр «Курчатовский институт», г. Москва



В настоящей статье рассматривается возможность снижения риска распространения путем повышения защищенности свежего топлива легководных реакторов от нерегламентированного использования в случае выхода страны-получателя поставок из режима гарантий МАГАТЭ.

Современное состояние ядерной энергетики характеризуется постепенным переходом от стагнации к широкомасштабному развитию. При этом согласно прогнозам, произойдет существенный рост мощностей в ныне неядерных странах или в странах с небольшой долей ЯЭ в топливно-энергетическом балансе страны. В документах последнего саммита G8 декларируется приверженность большинства участников ядерно-энергетическому развитию. Предполагается, что рост мощностей ЯЭ в неядерных странах будет происходить за счет строительства типовых усовершенствованных энергоблоков PWR, BWR и ВВЭР, разработанных в США, странах Евросоюза, Японии и России. Предполагается также широкомасштабное строительство реакторов малой и средней мощности (АСММ) [1, 2], которые (как и блоки большой мощности) будут в значительной степени обеспечиваться топливом за счет экспортных поставок (или поставляться уже загруженными топливом). Для того чтобы избежать повышения риска распространения ядерного оружия, и инициатива Президента России В.В. Путина (ИНПРО), и инициатива Президента США Джорджа Буша (GNEP), среди всех остальных предложений включают в себя разработку ядерных технологий с внутренне присущими свойствами защищенности от распространения.

В статье на основе численных оценок риска распространения для ныне функционирующих технологий ядерной энергетики рассматривается возможность снижения риска распространения путем повышения защищенности свежего топлива легководных реакторов от нерегламентированного использования в случае выхода страны-получателя поставок из режима гарантий МАГАТЭ.

Для оценки риска распространения был применен квантильный метод оценок неопределенностей [3]. Предполагалось, что в качестве исходных материалов в технологической цепочке для изготовления ядерных взрывных устройств могут

быть использованы такие материалы, как низкообогащенный уран (НОУ), высокообогащенный уран оружейного качества (ВОУ), энергетический плутоний Pu(e) из отработанного топлива ядерных реакторов атомных станций, и оружейный плутоний Pu(w).

Полагалось, что риск распространения может быть оценен как функция следующих безразмерных параметров, характеризующих основные компоненты возможного сценария распространения, связанного с деятельностью преступных группировок:

- длительность периода создания некоторого арсенала ядерных взрывных устройств – (T); увеличение длительности периода ведет к снижению риска;
- стоимость создания арсенала, включая вложения во все компоненты технологической цепочки по созданию ядерных взрывных устройств из исходного материала и включая стоимость исходного материала (F); увеличение стоимости создания арсенала ведет к снижению риска;
- сложность научно-технических задач, решаемых при создании арсенала (C); увеличение сложности ведет к снижению риска;
- скрытность создания арсенала (S); увеличение скрытности ведет к увеличению риска;
- технологическая безопасность работ по созданию арсенала (D); увеличение безопасности ведет к увеличению риска;
- доступность исходного материала (A); увеличение доступности исходного материала ведет к увеличению риска.

За единицу при оценке указанных компонентов принимались значения, характерные при применении ВОУ в качестве исходного материала для изготовления относительно небольшого арсенала ядерных взрывных устройств.

В исходных определениях риск распространения, выраженный через безразмерные параметры, определяется выражением:

$$R = \frac{(S \times D \times A)}{(T \times F \times C)}. \quad (1)$$

Ниже, в табл. 1 приведены диапазоны возможных значений безразмерных параметров, оценки их математических ожиданий и оценка риска распространения R , определяемая соотношением (1).

Значения нижних и верхних границ возможных значений безразмерных параметров получены в результате усреднения экспертных оценок.

Значения риска R приведены с указанием верхней и нижней границы 90-процентного доверительного интервала ошибки определения риска (квантилей R_{05} и R_{95}) и значения математического ожидания риска R_0 .

Таблица 1

Значения параметров, характеризующих компоненты возможного сценария распространения ядерного терроризма и риск распространения

Исходный материал	T1-T2 To	F1-F2 Fo	C1-C2 Co	S1-S2 So	D1-D2 Do	A1-A2 Ao	Ro5-R95 Ro
НОУ	1.5–3 2.1	2–5 3.1	1.5–3 2.1	10–50 22	0.5–1 0.7	10–100 31	8.6–164 49
ВОУ	1	1	1	1	1	1	1
Pu(e)	3–10 5.5	4–10 6.3	2–6 3.5	0.2–0.9 0.42	0.2–0.9 0.42	0.1–5 0.7	0.00014–0.0123 0.0025
Pu(w)	1.5–4 2.4	1–5 2.2	2–4 2.8	0.2–0.9 0.42	0.5–0.9 0.67	0.1–0.5 0.22	0.00039–0.0045 0.0016

Как следует из данных табл. 1, при применении в качестве исходных материалов энергетического или оружейного плутония значения риска R_0 статистически неразличимы несмотря на некоторые различия в математических ожиданиях риска, оба вида плутония представляют практически одинаковый риск, поскольку 90-процентные доверительные интервалы ошибок в определении риска перекрываются. Однако риск от применения плутония много меньше риска, возникающего при использовании урана.

В то же время наибольший риск распространения ядерного оружия возникает при использовании в качестве исходного материала низкообогащенного урана (НОУ) и применении современных технологий изотопного обогащения (центрифужной технологии). Решающими факторами, определяющими значение этого риска, являются ожидаемая большая скрытность создания арсенала (S) и доступность исходного материала (A) даже при относительно больших финансовых затратах (F). Следует отметить, что, несмотря на большие неопределенности в диапазонах значений параметров, характеризующих компоненты сценария распространения, полученные значения риска R_0 для НОУ и ВОУ статистически различимы. Риск для ВОУ находится вне 90-процентного доверительного интервала ошибки определения риска для НОУ.

Инициатива Президента России В.В. Путина по созданию международных центров ядерного топливного цикла позволяет ограничить доступ к технологиям обогащения, однако при этом пользователю предполагается поставлять ядерный материал, являющийся существенно более удобным стартовым материалом для переключения, чем природный уран. Так, например, оценки объема разделительных работ и расхода материала, выполненные в соответствии с методикой из работы [4], показывают, что объем работы разделения, необходимый для получения 1 кг урана 90% обогащения из природного урана при содержании изотопа ^{235}U в отвале 0.4% составляет величину 170 ЕРР при расходе материала 288 кг, а в случае, когда в качестве стартового материала используется уран с обогащением 4% при том же содержании ^{235}U в отвале, объем разделительных работ составляет величину 60 ЕРР при расходе материала 25 кг.

Полученные оценки говорят о том, что придание свежему, содержащему низкообогащенный уран топливу свойств, обеспечивающих дополнительные барьеры защиты на пути накопления оружейных ядерных материалов, может рассматриваться в настоящий момент как важный элемент снижения риска распространения при экспортных поставках топлива. Вместе с тем, как отмечено в проекте ИНПРО [1], повышение сопротивляемости ЯЭ распространению ядерного оружия не должно приводить к ухудшению эксплуатационных качеств, что накладывает ограничения на введение в ядерное топливо примесей, затрудняющих его использование для накопления оружейных ядерных материалов.

Одним из возможных путей повышения защищенности может стать применение регенерированного урана [5], который, кроме традиционного для низкообогащенного топлива набора изотопов ^{234}U , ^{235}U и ^{238}U , содержит и другие, среди которых наиболее важную роль играют изотопы ^{232}U и ^{236}U . Ядра ^{232}U , являются родоначальниками длинной цепочки распадов, в которой присутствует ^{208}Tl , имеющий высокоэнергетическое гамма-излучение [6]. Ядра изотопа ^{236}U ухудшают нейтронно-физические свойства ядерного топлива, поскольку привносят в него дополнительное поглощение нейтронов. Наличие изотопов ^{232}U и ^{236}U в низкообогащенном уране является индивидуальным идентификатором каждой конкретной партии топлива, что при наличии внешнего мониторинга обеспечивает выполнение принципа сохранения знаний о ядерном материале и позволяет отследить все

его перемещения, вплоть до загрузки в реактор. С другой стороны, в отличие от свежего топлива легководных реакторов, сделанного из природного урана, аналогичное топливо, изготовленное из регенерата, может оказаться гораздо менее удобным материалом для переключения, поскольку наличие изотопа ^{232}U будет осложнять радиационную обстановку, а наличие ^{236}U – ухудшать нейтронно-физические характеристики переключаемого материала. Кроме того при α -распаде ^{232}U будет образовываться ^{228}Th , фторид которого является нелетучим соединением [7, с. 142], поэтому возникнут проблемы с отделением дочерних продуктов.

Изложим физическую сущность предлагаемого подхода на примере центрифужного обогащения регенерированного урана с начальным обогащением по изотопу ^{235}U эквивалентным 4% (массовых), с учетом компенсации ^{236}U дополнительным дообогащением по изотопу ^{235}U [5].

Анализ динамики изменения изотопного состава обогащаемого продукта по длине каскада (рис. 1–3) показывает, что относительная концентрация ^{236}U (рис. 2) успевает не только достичь своего максимума раньше, чем относительная концентрация ^{235}U (рис. 1), но и снизиться к тому моменту, когда относительная концентрация изотопа ^{235}U достигает своего максимального значения. Этот факт говорит о том, что наличие примеси изотопа ^{236}U в регенерированном уране не является непреодолимым барьером при попытке переключения урана из ТВС для создания ядерного взрывного устройства (ЯВУ).

Относительные концентрации изотопов ^{234}U (рис. 1) и ^{238}U (рис.3), напротив, не успевают достичь максимума к моменту достижения максимальной значения относительной концентрацией ^{235}U , что говорит о том, что обогащение смеси по

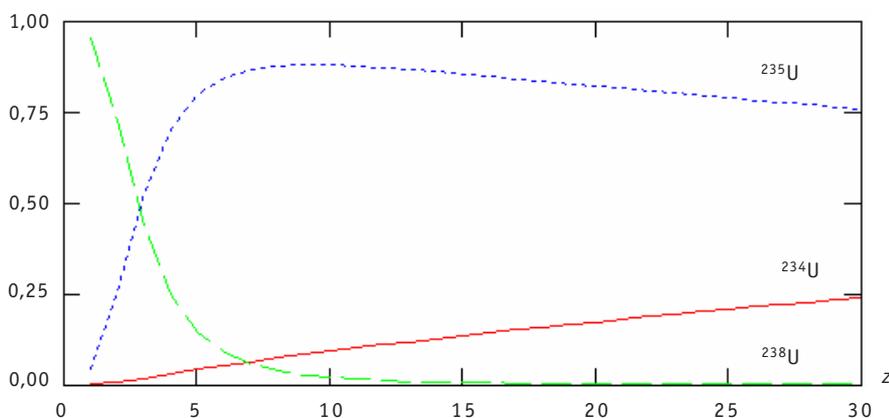


Рис. 1. Распределение относительных концентраций ^{234}U , ^{235}U , ^{238}U по длине каскада

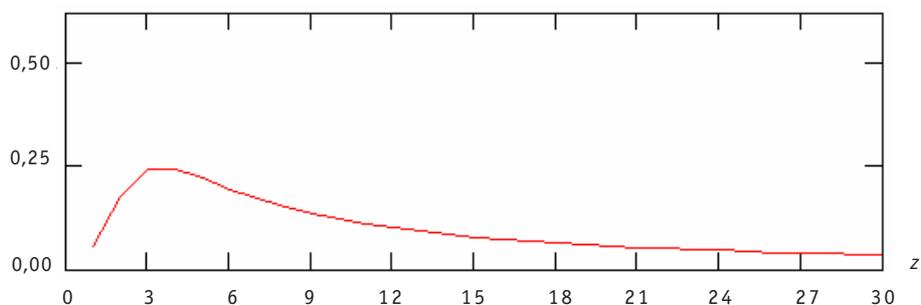
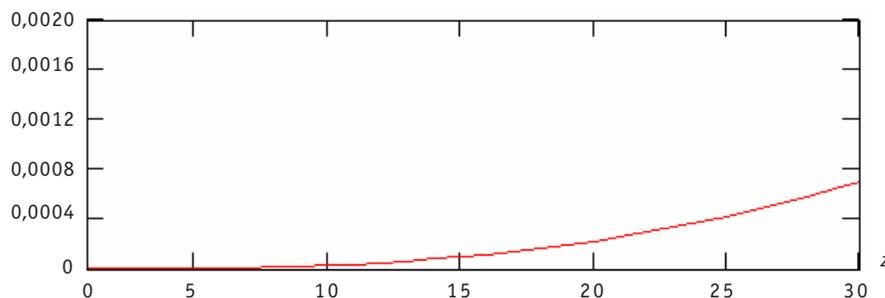


Рис. 2. Распределение относительной концентрации ^{236}U по длине каскада

Рис. 3. Распределение относительной концентрации ^{232}U по длине каскада

изотопу ^{235}U будет приводить к одновременному обогащению по изотопам ^{234}U и ^{232}U .

Принимая во внимание, что продукты распада ^{232}U являются излучателями жестких гамма-квантов, следует признать, что в данном случае возникновение радиационного барьера будет являться следствием переключения ядерного материала из свежего топлива для создания ЯВУ (т.е. следствием действий самого пролифератора, поскольку изначально топливо было изготовлено с учетом экологических и эксплуатационных требований [5]). Следует отметить, что технология очистки регенерированного урана от изотопа ^{232}U является трудоемкой и в настоящее время она отсутствует даже в большинстве ядерных стран. Поэтому при использовании регенерата урана в качестве свежего топлива попытка использовать это топливо для незаявленного переключения в ЯВУ будет приводить к загрязнению обогатительного оборудования, и, следовательно, к увеличению проблем пролифератора при попытке создания ЯВУ.

Выполненные оценки продемонстрировали, что в отличие от топлива, сделанного из природного урана, топливо, изготовленное из регенерированного урана, обладает потенциалом защищенности от переключения в ЯВУ, поскольку содержит изотоп ^{232}U , который серьезно осложняет радиационную обстановку при изготовлении ЯВУ.

Так, например, для образца урана массой 5 кг были рассчитаны дозы ионизирующего излучения, которые получает работник в ходе операций с ними. Предполагается, что образец находится на расстоянии около 1 м от человека, а время его выдержки до проведения операций с ним равно одному году.

В этом случае в образцах накапливаются продукты распада, являющиеся источниками фотонов высоких энергий.

Рассмотрены следующие варианты:

- 1) уран с обогащением до 4.3% по изотопу ^{235}U , полученный из природного урана;
- 2) уран с обогащением до 90% по изотопу ^{235}U , полученный из природного урана;
- 3) уран с обогащением до 4.3% по изотопу ^{235}U , полученный из регенерированного урана;
- 4) уран с обогащением до 90% по изотопу ^{235}U , полученный из регенерированного урана.

Рассчитанные для представленных вариантов мощности дозы представлены ниже в табл. 2.

Отношение мощности дозы демонстрирует влияние присутствующего в регенерате малого количества ^{232}U (дочерних продуктов его распада) на радиационные характеристики топлива. Исходное количество ^{232}U при обогащении возрастает,

Таблица 2

Мощность дозы фотонов на расстоянии 1 м от образца для обогащенного урана, полученного из природного сырья и регенерата

Источник урана	Природный уран		Регенерат	
	4.3%	90%	4.3%	90%
Обогащение	4.3%	90%	4.3%	90%
Мощность дозы, мкЗв/ч	0.034	0.044	6.04	60
Отношение к обогащенному природному урану	1	1.3	1.7E+02	1.7E+3

чем и объясняется такой существенный рост мощности дозы для высокообогащенного регенерата. При этом, естественно, снизятся безопасность и возможность скрытного выполнения работ с ядерным материалом при изготовлении ЯВУ (факторы D и S в формуле (1)).

Если предположить, что ^{232}U в регенерате отсутствует, то ожидаемая мощность дозы снижается до 0.09 и 0.65 мкЗв/ч, что уже приемлемо для продолжительной работы с образцом.

И, тем не менее, следует отметить, что к настоящему моменту времени в полной мере потенциал самозащищенности топлива, изготовленного с применением регенерированного урана, не исследован.

Цикл исследований самозащищенности ядерного топлива из регенерата урана должен включать в себя следующие работы:

1) оценку уровня радиоактивного загрязнения обогатительного оборудования при обогащении до 90% урана, полученного из содержащего регенерат ядерного топлива, с учетом фактора времени;

2) сравнительный анализ привлекательности материалов, полученных переключением (т.е. путем использования гражданского ядерного материала для получения материала оружейного качества) из штатной ТВС со свежим ураном и ТВС на основе регенерата урана;

3) прогнозные оценки объемов переработки топлива и объемов накопления регенерированного урана;

4) анализ ограничений на количество изотопа ^{232}U с учетом технологической цепочки производства топлива, неопределенностей изотопного состава и транспортно-технологических операций на АЭС;

5) определение допустимых содержаний ^{234}U и ^{236}U в перспективных топливных циклах легководных реакторов и АСММ с точки зрения соблюдения проектных пределов и анализ неопределенностей.

С учетом того, что в настоящее время партия ТВС, изготовленных из регенерата урана успешно используется в загрузке 2 блока Калининской АЭС, кроме того, есть опыт эксплуатации аналогичного топлива на Кольской АЭС (в реакторе ВВЭР-440), следует отметить, что в настоящее время уже существует успешный опыт обоснования топлива из регенерата урана для использования в легководных реакторах.

Рассматриваемые в настоящее время проекты атомных электростанций малой и средней мощности (АСММ) [8] отличаются с точки зрения нераспространения от рассмотренного выше реактора ВВЭР-1000, в первую очередь, тем, что в них используется топливо повышенного обогащения (10–20%), которое является еще более удобным исходным материалом, чем топливо ВВЭР. Поскольку такие реакторы предполагается использовать в отдаленных районах, то нельзя исключить возможность захвата всей установки вместе со свежим топливом на этапе транспортировки. В этом случае проблема защищенности свежего топлива не менее актуальна, чем в реакторах большой мощности. Применение в загрузке АСММ ре-

генерированного урана из ОЯТ ВВЭР-440, исследовательских и транспортных реакторов, реакторов БН-350 и БН-600 [5,9] может не только существенно смягчить остроту этой проблемы, но и сделать целесообразной переработку ОЯТ ВВЭР-1000.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассмотрен сценарий выхода страны-получателя ядерного топлива из режима гарантий МАГАТЭ. Показано, что применение регенерированного урана для изготовления топлива легководных реакторов для экспорта в страны-получатели затрудняет переключение ядерного материала из ТВС благодаря наличию изотопа ^{232}U , содержание которого повышается при попытке обогатить уран, извлеченный из свежего топлива. В сочетании с ограничением доступа к технологиям разделения изотопов путем создания международных центров по обогащению урана, эта техническая мера может существенно снизить риск распространения, связанный с экспортными поставками топлива из низкообогащенного урана. Получена оценка максимального уровня загрязнения переключаемого ядерного материала изотопом ^{232}U для заданного изотопного состава исходного топлива. Предложена концепция исследований защищенности экспортных поставок ТВС легководных реакторов с регенератором урана.

Литература

1. Methodology for the Assessment of Innovative Nuclear Reactors and Fuel Cycles. IAEA-TECDOC-1434.
2. The Global Nuclear Energy Partnership: Greater Energy Security in a Cleaner, Safer World. (www.gnep.energy.gov)
3. Румянцев А.Н. Прогнозирование развития ядерной энергетики и анализ неопределенностей в прогнозных оценках/Препринт РНЦКИ (ИАЭ-6296/15). – М., 2003.
4. Лебедев В.М. Ядерный топливный цикл. Технологии, безопасность, экономика. – М.: Энергоатомиздат, 2005.
5. Проселков В.Н., Алешин С.С., Попов С.Г., Татауров А.Л. и др. Анализ возможности использования топлива на основе регенерата урана в ВВЭР-1000//Атомная энергия. – 2003. – Т. 95. – Вып. 6. – С. 422-428.
6. Зарицкая Т.С., Зарицкий С.М., Круглов А.К., Матвеев Л.В., Рудик А.П., Центер Э.М. Зависимость образования ^{232}U в ядерном топливе от спектра нейтронов//Атомная энергия. – 1980. – Т. 48. – Вып. 2. – С. 67-70.
7. Ран Ф., Адамантиес А., Кентон Дж., Браун Ч. Справочник по ядерной энерготехнологии/Под ред. В.А. Легасова. – М.: Энергоатомиздат, 1989.
8. Status of Innovative Small Medium Sized Reactor Designs 2005. IAEA-TECDOC-1485.
9. Дудников А.А., Невиница В.А., Субботин С.А. О содержании урана-232 в отработавших ТВС реактора на быстрых нейтронах с урановой загрузкой/В кн. «Физические проблемы эффективного и безопасного использования ядерных материалов». – М.: МИФИ, 2002. – С. 59-60.

Поступила в редакцию 4.12.2006

АНАЛИЗ ВЛИЯНИЯ ВОЗМОЖНЫХ СЦЕНАРИЕВ РАЗВИТИЯ ЯДЕРНОЙ ЭНЕРГЕТИКИ НА МАСШТАБЫ ИНСПЕКЦИОННОЙ ДЕЯТЕЛЬНОСТИ ПО ОБЕСПЕЧЕНИЮ РЕЖИМА НЕРАСПРОСТРАНЕНИЯ

А.А. Андрианов*, Ю.А. Коровин*, Г.М. Пшакин**

** Обнинский государственный технический университет атомной энергетики, г. Обнинск*

*** ГНЦ РФ-Физико-энергетический институт им. А.И. Лейпунского, г. Обнинск*



В работе исследовано влияние возможных сценариев развития ядерной энергетики на масштабы инспекционной деятельности по обеспечению режима нераспространения. Анализ проведен с использованием системных моделей развития ядерной энергетики на основе оценки динамики роста количества делящихся материалов и динамики изменения его структуры при различных сценариях развития и стратегий обращения с делящимися материалами в топливном цикле. Рассмотрены как эволюционный сценарий развития, подразумевающий сохранение современного инфраструктурного контекста и экстраполяции в будущее современных трендов развития ядерной энергетики, так и инновационный сценарий развития, с внедрением в структуру энергетики инновационной ядерно-энергетической установки и решением с ее помощью системных задач отрасли.

ВВЕДЕНИЕ

Более трех десятилетий созданная Международным агентством по атомной энергии система гарантий обеспечивает уверенность международного сообщества в том, что участники Договора о нераспространении ядерного оружия соблюдают взятые на себя обязательства по его выполнению.

К эволюции системы ядерной энергетики, в постоянно изменяющемся политическом контексте, сопровождаемой чередой смен приоритетов в направлениях развития национальных топливных циклов, адаптировалась и система гарантий Агентства. Процесс этот происходил с различной степенью эффективности, но в целом система гарантий оставалась адекватным и надежным инструментом обеспечения уверенности мировой общественности в том, что режим нераспространения не нарушается [1,2].

В последнее время по ряду объективных причин возобновился интерес к ядерной энергетике во всем мире, получивший емкое название «ядерный ренессанс». Потенциально возможный рост спроса на ядерную энергию бросает вызов системе международного контроля. Механизм гарантий должен продолжать служить адекватным инструментом, обеспечивающим нераспространение ядерного оружия и в условиях возрос-

© *А.А. Андрианов, Ю.А. Коровин, Г.М. Пшакин, 2007*

шего спроса на ядерную энергию. Для этого требуется не только оптимизация системы гарантий Агентства с целью повышения ее эффективности, но и выбор такой стратегии обращения с ядерными материалами на национальном, региональном и глобальном уровнях, которая бы не усложняла деятельность Департамента гарантий МАГАТЭ.

В работе исследовано влияние возможных сценариев развития ядерной энергетики на масштабы инспекционной деятельности по обеспечению режима нераспространения. Анализ проведен на основе оценки динамики роста полного количества ядерного материала в топливном цикле и изменения его составляющих при различных сценариях развития ядерной энергетики и стратегий обращения с делящимися материалами в топливном цикле.

ФУНКЦИОНИРОВАНИЕ МЕХАНИЗМА ГАРАНТИЙ В СОВРЕМЕННОМ ЯДЕРНО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКОМ КОНТЕКСТЕ

Рассмотрим современное состояние системы международных гарантий и индустрии топливного цикла ядерной энергетики. Это позволит выявить проблемы и определит начальные и граничные условия для прогнозирования перспективных потребностей в инспекционной деятельности.

Современные проблемы системы международных гарантий

По состоянию на конец 2004 г. Агентство имело соглашения по гарантиям с 144 странами. Эти соглашения охватывают 923 установки топливного цикла. На 598 установках было проведено за год 2302 инспекции, которые покрывали порядка

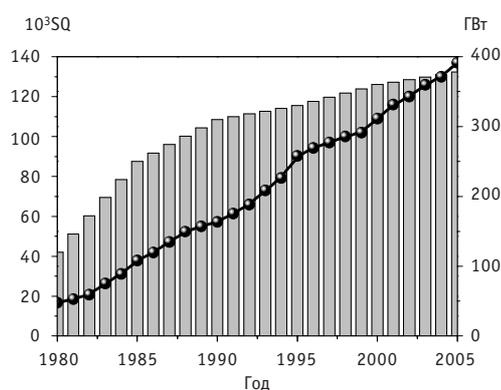


Рис. 1. Динамика роста мощностей ЯЭ и количества ЯМ, поставленных под гарантии

ка 164 000 т ядерного материала, включающих 32 т ВΟΥ и 89 т выделенного плутония [3].

Динамика развития ядерной энергетики и количества ядерных материалов в единицах значимого количества (SQ), поставленного под гарантии Агентства, представлены на рис.1. Основная тенденция, которая видна из этого графика следующая: количество ядерных материалов, поставленных под гарантии пропорционально интегральной энерговыработке, а не мощности ядерной энергетики. Так, например, в период с 1980 по 2000 гг. при возрастании мощности ядерной энергетики

в два раза, прирост количества материалов, находящихся под гарантиями в единицах SQ , составил пять раз. Такая тенденция является следствием современной структуры ядерной энергетики и состояния ее топливного цикла, связанного с отсутствием полномасштабного замкнутого ЯТЦ, и, как следствие, с дисбалансом наработки и потребления ядерных материалов.

Система инспектирования была адекватна и не вызывала озабоченности до конца 90-х годов прошлого столетия: сравнительно небольшие масштабы развития ядерной энергетики и возможность оптимизации практики осуществления инспекций обеспечивали высокую эффективность деятельности Департамента гарантий МАГАТЭ. Для иллюстрации успехов механизма верификации приведем высказывание Бруно Пелло¹, в котором он отмечает, что сокращение ежегодных

¹ Бруно Пелло – заместитель Генерального директора МАГАТЭ по гарантиям с 1993 по 1999 гг.

затрат, связанных с осуществлением гарантий на единицу значимого количества ядерных материалов с 3 тыс. долл. США в 1980 г. до 1 тыс. долл. США в 1995 г. позволило увеличить количество ядерного материала под гарантиями без реального роста бюджета Департамента [4]. Это являлось ярким примером, иллюстрирующим потенциал возможного повышения эффективности системы гарантий, и определяло ее развитие в течение практически двух десятилетий.

Реализовавшийся сценарий развития ядерной энергетики и ее топливного цикла привел к ряду проблем, в итоге вызвавший озабоченность мирового сообщества по поводу эффективности инспекционной деятельности. Пьер Гольдшмит² отмечает: «Гарантии Агентства осуществляются в течение полутора десятилетий при почти полном отсутствии реального роста бюджета... Резервы дальнейшего повышения эффективности и перераспределения персонала для выполнения возросших требований без ущерба для качества работы исчерпаны» [5].

Финансовые ограничения стали реальной проблемой. Связанный с этим риск снижения качества инспекционной деятельности и соответственно доверия к результатам работы Департамента гарантий и МАГАТЭ в целом, вызванный неуклонным ростом ядерного материала, находящегося под гарантиями Агентства, существенно возрос. Бюджет был фактически заморожен в течение 15 лет и на период с 1998 по 2003 гг., составил в среднем порядка 105 млн. долл. в ценах 2003 г. [6].

Временным решением в сложившихся условиях развития виделось повышение бюджета Департамента гарантий, увеличение которого достаточно проблематично в связи с существующей структурой финансирования Агентства. Тем не менее, бюджет увеличился после 47-й Генеральной конференции в 2003 г. (рис. 2 [6]), что еще раз свидетельствует об озабоченности мирового сообщества ситуацией вокруг инспекционной деятельности, характеризуемой специалистами как неадекватное нынешним условиям [1].

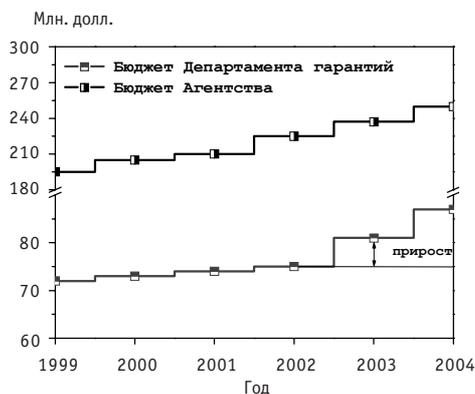


Рис. 2. Бюджет Департамента гарантий

Тенденции развития топливного цикла и их влияние на масштабы инспекционной деятельности

Проанализируем причины, которые привели к этим последствиям. К наиболее значимым факторам можно отнести следующие три обстоятельства:

- возрастание количества ядерного материала, поставленного под гарантии;
- подписание дополнительных протоколов рядом стран;
- применение усовершенствованных средств контроля за незаявленной ядерной деятельностью.

Однако наиболее существенный вклад, по мнению специалистов, вносит первая причина [3].

Количество ядерного материала, поставленное под гарантии Агентства, устойчиво росло в течение предыдущих десятилетий и динамика изменения его структуры представлена на рис.3 [7]. Доля плутония по состоянию на 2004 г. в единицах SQ интегрально составляет порядка 85 % (рис. 4) и, очевидно, что именно он определяет основные затраты на инспекционную деятельность Агентства [8].

² Пьер Гольдшмит - заместитель Генерального директора МАГАТЭ по гарантиям с 1999 по 2005 гг.

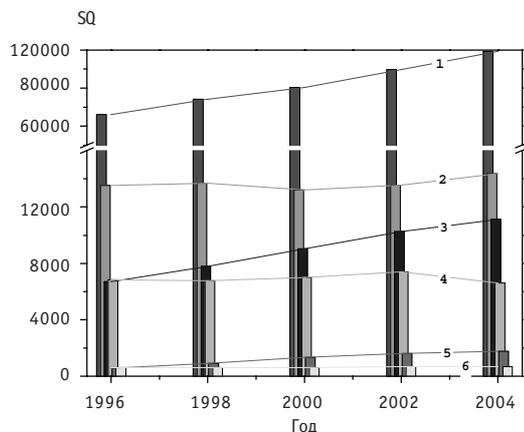


Рис. 3. Динамика изменения структуры ЯМ (в единицах SQ), поставленных под гарантии: 1 – плутоний в облученном топливе, 2 – НОУ, 3 – выделенный плутоний, 4 – сырьевые материалы, 5 – плутоний в свежем топливе, 6 – ВОУ

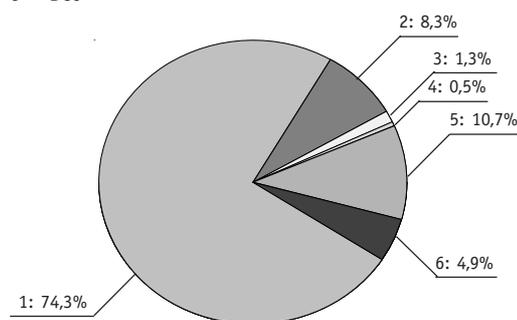


Рис. 4. Структура ЯМ (в единицах SQ), находящихся под гарантиями в 2004 г. 1 – плутоний в облученном топливе; 2 – выделенный плутоний; 3 – плутоний в свежем топливе; 4 – ВОУ; 5 – НОУ; 6 – сырьевые материалы

Такая структура ядерных материалов, поставленных под гарантии, является отражением современной тенденции накопления в мире различных форм плутония. Так, например, накопление выделенного гражданского плутония будет сохраняться, как минимум, до 2010 г. Это обусловлено дисбалансом его наработки и потребления (примерно 30 тPu/г против 12 тPu/г соответственно). Декларированные запасы плутония в странах, принявших на себя принципы обращения с плутонием по состоянию на 2001 г. составили порядка 230 т [9]. К гражданскому плутонию следует присовокупить и плутоний, выводимый из оборонных программ, суммарно составляющий порядка 70 т.³

Есть основания полагать, что относительный вклад других ядерных материалов (НОУ, ВОУ, сырьевые материалы) в общий баланс будет уменьшаться со временем в связи с вовлечением их в энергопроизводство и соответственно сокращением их складских запасов, а также продолжением тенденции накопления плутония в различных формах. Элементарные оценки показывают, что в мире производится порядка 7 кг плутония в час, что не может не вызывать настороженность мирового сообщества.

В настоящее время под гарантии поставлено чуть более 50% от всего количества наиболее привлекательных ядерных материалов, принадлежащих гражданской ядерной энергетике (табл. 1). В основном это материалы неядерных государств. Отсутствие прогресса в процессе разоружения в ядерных странах вызыва-

Таблица 1

Оценка количества гражданских ядерных материалов и материалов, поставленных под гарантиями

	Оценки количества ядерного материала [9]	Поставлено под гарантии
ВОУ	175 т	32 т (667 SQ)
Выделенный плутоний	238 т (+ ~70 т. избыточный для целей обороны)	89 т (11124 SQ)
Плутоний в ОЯТ	1334.5 т	795.1 т (99395 SQ)
Плутоний в свежем топливе	33.2 т	14.3 т (1777 SQ)

³ Межправительственное Соглашение об утилизации плутония, заявленного как плутоний, не являющийся более необходимым для целей обороны, между США и Российской Федерацией было подписано в 2000 г.

ет недовольство в остальных государствах, которые все настойчивее начинают требовать распространение на гражданский сектор ядерных стран полномасштабных процедур гарантий. Очевидно, что увеличение количества ядерных материалов, находящихся под гарантиями в 2 раза, даже если это произойдет постепенно, вызовет обострение и без того серьезных проблем с финансированием инспекционной деятельности Агентства.

Сохранение тенденций развития индустрии топливного цикла, как минимум, в краткосрочной перспективе дает основания полагать, что замедление темпа роста количества ядерного материала, находящегося под гарантиями в будущем, не произойдет. Напротив, в том случае, если произойдет ренессанс ЯЭ, о котором все чаще говорят эксперты, то темпы роста увеличатся в несколько раз, и режим гарантий обязательно вновь столкнется с серьезными финансовыми и кадровыми проблемами в будущем [11].

Именно поэтому оказывается крайне важным координация усилий Департамента гарантий Агентства с национальной политикой обращения с ядерными материалами, направленных на придание топливному циклу такой структуры, в которой фактор масштаба существенно не отражался бы на стоимости осуществления инспекционной деятельности Агентства. Кардинальным решением проблем является вовлечение плутония в энергопроизводство, которое не только сократит его складские запасы, но и ограничит темпы ввода мощностей обогатительных предприятий, что коррелируют с новыми инициативами, нацеленными на укрепление режима нераспространения [1].

Для ответа на вопрос, каким образом должен быть реализован процесс циркуляции топлива в цикле, который обеспечивал бы нечувствительность средств поддержания режима нераспространения к масштабам ЯЭ, рассмотрим факторы, определяющие эффективность системы гарантий и теоретический инструментарий, позволяющий осуществлять такие оценки.

Факторы, определяющие эффективность системы гарантий и их связь с эвристическими моделями оценки риска распространения

Цель проведения инспекций – своевременное определение переключения значимого количества ядерного материала. Два основополагающих параметра, на основе которых строится вся техническая структура гарантий, – это значимое количество и своевременность обнаружения⁴. В соответствии с критериями по гарантиям в зависимости от количества и физико-химического состояния ядерных

Значимые количества и длительность конверсии форм ЯМ

	Значимое количество	Длительность конверсии
Плутоний выделенный	8 кг	7–10 дней
Плутоний в смеси	8 кг	1–3 недели
Плутоний в ОЯТ	8 кг	1–3 месяца
ВОУ выделенный	25 кг	7–10 дней
ВОУ в смеси	25 кг	1–3 недели
ВОУ в ОЯТ	25 кг	1–3 месяца
НОУ	75 кг	3–12 месяцев

Таблица 2

материалов определяются частота инспекций на ту или иную установку, трудозатраты и соответственно стоимость инспекционной деятельности [12,13]. В табл. 2 представлены величины значимых количеств различных ядерных материалов и время, необходимое для их конверсии в оружейно-пригодную форму.

Расчет стоимости проведения инспекции является прямым методом, позволяющим оптимизировать инспекционную деятель-

⁴ Параметр «время обнаружения» по порядку величины равен длительности конверсии материала, находящегося на разных стадиях топливного цикла, в оружейно-пригодную форму.

ность, но его использование ограничено объемами доступной для анализа информации. Однако ряд выводов может быть сделан на основе приблизительных оценок. Так, например, в работе [14] на основе расчета стоимости трудозатрат на инспектирование инновационной установки с быстрым натриевым реактором и сопутствующими предприятиями топливного цикла (перерабатывающий завод, хранилище выделенного плутония и завод по производству смешанного топлива), сделан вывод о том, что затраты на осуществление гарантий Агентства на предприятиях топливного цикла примерно от 5 до 30 раз выше, чем затраты на осуществление гарантий Агентства непосредственно на АЭС. Это, как утверждают авторы, приводит к тому, что для снижения затрат на поддержание режима нераспространения необходима централизация услуг по переработке ОЯТ и изготовлению свежего топлива при минимально возможных складских запасах выделенного плутония, определяемых потребностями обеспечения перегрузки АЭС.

Остановимся на теоретических подходах, используемых при анализе проблемы нераспространения. Предложенные в последнее время модели оценки риска распространения на базе методов системного анализа позволяют углубиться в понимание проблемы, избежав при этом объективных сложностей, связанных с отсутствием конкретной информации по инспекционной деятельности, но также они дают возможность учесть наиболее важные системные факторы.

Разработанные к настоящему моменту модели количественной оценки риска распространения для всего топливного цикла можно условно разделить на две группы: так называемые «сценарные» и атрибутивные модели. Большинство из них основано на следующих методах – Делфи, сравнительных оценок, многофакторного анализа, вероятностного анализа риска, нечетких множеств и интервальной алгебры.

Некоторые из атрибутивных подходов были распространены на анализ развивающихся ядерно-энергетических систем для того, чтобы учесть фактор масштаба ядерной энергетики, динамику ее развития и всевозможные системные ограничения [15–19]. В этой области наибольшее распространение получили методы мультиатрибутивного анализа. Один из эвристических упрощенных подходов, который был успешно использован в ряде исследований по оценке перспектив развития ядерной энергетики – «подверженность риску распространения» – был предложен Р. Краковски (Лос-Аламос) [15]. Этот подход представляет собой гибрид более ранней работы в этой области П. Силвенноинена и А. Папазаглоу [17,18]. С целью конкретизировать этот подход и придать ему практическую значимость в работе Р. Брогли [19] метод получил дальнейшее развитие, где был связан с методологией уровней привлекательности (attractiveness level), разработанной Министерством энергетики США и предназначенной для классификации ядерных материалов.

В основе всех вышеупомянутых подходов лежит учет следующих трех факторов: (1) количество ядерного материала, (2) его привлекательность с точки зрения использования в оружейных программах и (3) длительность обращения с материалами в определенной точке топливного цикла.

Основную трудность при работе с этими моделями представляют оценки фактора привлекательности вследствие субъективности при ее определении. Ситуацию не изменяют и использование новейших математических аппаратов, таких как нечеткие множества и интервальная алгебра. Однако важным оказывается следующее обстоятельство: оценки, проведенные на основе различных подходов, как показано в [21], приводят к качественно одинаковым тенденциям, что говорит о наличии точек соприкосновения в различных подходах, и тем самым возможности их включения в самосогласованный пакет инструментов оценки риска распространения.

Техническая структура гарантий, по сути, строится на тех же принципах: более привлекательный материал, у которого наименьшее время конверсии в оружей-

но-пригодную форму, следует чаще и тщательнее инспектировать. Различие лишь проявляется в нормативах, регламентирующих деятельность Департамента гарантий Агентства. Для иллюстрации этого утверждения на рис. 5 представлены в относительных единицах параметры, определяющие частоту инспектирования и факторы привлекательности плутония (по материалам работы [20], в которой была использована методика Р. Краковски). Четко прослеживаемая корреляция этих величин позволяет говорить об отражении в этом подходе основных факторов, регулирующих инспекционную деятельность. В следующем разделе при анализе инновационного развития ЯЭ на базе быстрых реакторов будут обсуждены результаты расчетов на основе методики Р. Краковски.

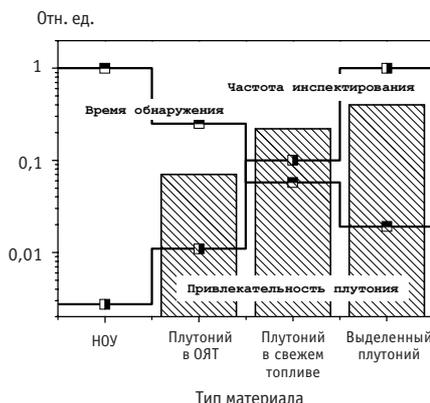


Рис. 5. Корреляция параметров инспектирования и факторов привлекательности плутония (методика Р. Краковски)

В заключение отметим, что опыт применения описанных подходов позволяет с уверенностью сказать, что они дают разумные и объяснимые результаты, позволяют не только выявлять проблемы, но и намечать пути их решения, тем самым способствуя оптимизации структуры ЯЭ и стратегии обращения с делящимися материалами в цикле по фактору нераспространения. Последнее является важным, поскольку имеет непосредственное отношение к повышению эффективности мер поддержания режима нераспространения.

СЦЕНАРИИ РАЗВИТИЯ ЯДЕРНОЙ ЭНЕРГЕТИКИ И ДИНАМИКА ИЗМЕНЕНИЯ КОЛИЧЕСТВА ПЛУТОНИЯ В ТОПЛИВНОМ ЦИКЛЕ

В предыдущем разделе было показано, что плутоний определяет наиболее значимый вклад в полное количество ядерных материалов поставленных под гарантии и, тем самым, затраты на инспектирование материалов, содержащих плутоний, оказываются существенными. Поэтому крайне важным оказывается определение наиболее вероятной динамики накопления плутония в топливном цикле при возможных сценариях развития ЯЭ, а также ответ на вопрос – как можно эффективно уменьшить его количество в цикле?

Тенденции накопления плутония при эволюционном сценарии развития

Оценим динамику накопления плутония в топливном цикле при экстраполяции в будущее современных тенденций развития ядерной энергетики и сохранении сложившихся инфраструктурных ограничений. Под этим подразумевается, что реализуются намерения ряда стран в плане перевода части своего реакторного парка на смешанное уран-плутониевое оксидное топливо (МОХ), как потенциальная возможность снижения темпов накопления гражданского плутония и сокращения потребления природного урана.

При расчетах приняты следующие предположения. Рассмотрены два типа тепловых реакторов: легководные реакторы с водой под давлением, использующие урановое и смешанное оксидное топливо (1/3 загрузки МОХ-топлива в активные зоны реакторов с однократным рециклом плутония) и тепловые реакторы с малой глубиной выгорания топлива. Было принято, что через 5 лет перерабатывается 30 % от всего выгружаемого из легководных реакторов отработавшего уранового топлива. В качестве опорных точек при расчетах были использованы декларированные запасы выделенно-

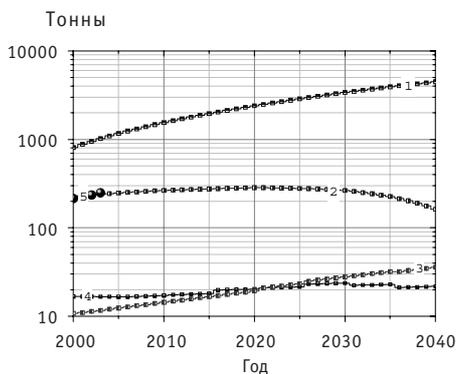


Рис. 6. Изменение количества плутония в ЯТЦ: 1 – плутоний в ОЯТ, 2 – выделенный плутоний, 3 – потребляемый плутоний, 4 – ежегодно складированный плутоний, 5 – декларированные запасы плутония

го гражданского плутония [9].

Расчеты показывают, что для сценария роста ЯЭ в 1% в год и выполнения странами принятых на себя обязательств по обращению с плутонием, накопление полного количества выделенного плутония начнет уменьшаться со второй половины следующего десятилетия, достигнув максимума в 300 т ориентировочно в 2020г. Дальнейшее снижение складских запасов плутония будет проходить со средним темпом в 6 т/г (рис.6). Однако количество плутония в отработавшем топливе будет продолжать расти, дойдя к середине века до величины порядка 5.7 тыс.т. В подобной ситуации говорить о снижении трудозатрат на инспекционную дея-

тельность не приходится. В структуре ядерных материалов поставленных под гарантии возрастет доля плутония, заключенного в отработавшем топливе, снижение запасов которого будет проблематично при сохранении современных тенденций развития в дальнейшем.

Многokrатный рецикл плутония: преимущества с точки зрения нераспространения

Как известно, плутоний не может быть многократно рециклирован в традиционных легководных реакторных системах – количество возможных рециклов ограничено проблемами снижения их уровня безопасности. Поэтому для оценки преимуществ многократного возврата плутония в энергопроизводство, рассмотрим его рецикл в инновационной реакторной установке с быстрым реактором без расширенного воспроизводства топлива. Будучи внедренными в структуру ядерной энергетики, эти установки способны эффективно вовлечь в энергопроизводство плутоний практически любого изотопного состава, существенно уменьшить его складские запасы, а также перейти в перспективе в режим самообеспечения топливом, не приводя к накоплению плутония во внешнем топливном цикле.

Оптимизация по критерию минимизации подверженности риску распространения в рамках подхода Р. Краковски, о котором говорилось ранее, проведенная в работе [22], позволяет сделать следующие выводы. Во-первых, для снижения интегрального риска распространения плутония необходимо прекращение его выделения и по возможности форсировать вовлечение плутония в энергопроизводство. Во-вторых, в случае доступности нескольких форм плутония, порядок вовлечения в энергопроизводство определяется степенью его опасности, что, однако, может приводить к временной наработке менее привлекательных форм плутония, вызванной инерционностью процессов топливообмена в цикле и системными ограничениями. В-третьих, несмотря на возможные различные начальные условия развития и разнообразные переходные процессы в ходе развертывания системы, рассматриваемые инновационные установки позволяют перейти в перспективе на развитие, при котором в каждой точке топливного цикла отсутствует накопление плутония и выполняется баланс наработки и его необратимого потребления.

Для иллюстрации на рис.7 приведен прирост интегрального количества плутония в топливном цикле, в независимости от его формы, как функция темпа роста спроса на ядерное электричество и стратегии обращения с ядерными материалами (открытый топливный цикл с промежуточным хранением ОЯТ и накопленного

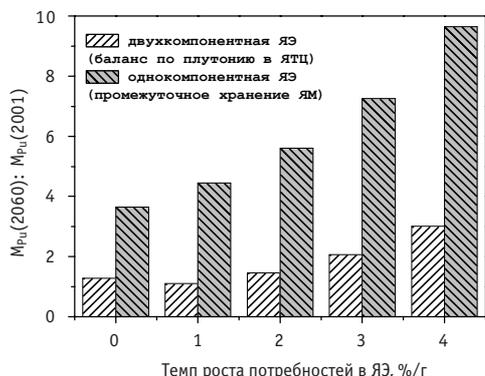


Рис. 7. Прирост полного количества плутония за 60 лет

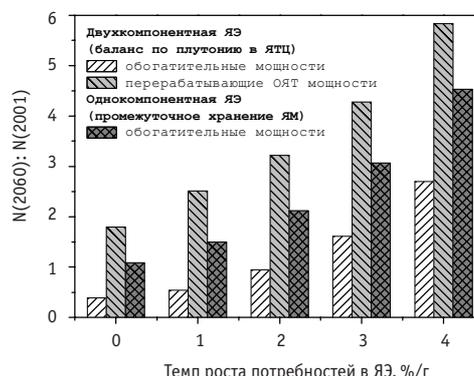


Рис. 8. Прирост средних потребностей в мощностях предприятий топливного цикла

плутония, а также замкнутый топливный цикл с балансом по плутонию в двухкомпонентной ЯЭ). Как видно из рис.7 в случае реализации инновационного сценария развития ЯЭ темпы прироста плутония становятся менее чувствительны к масштабу ЯЭ.

Отметим также, что острая потребность в строительстве новых обогатительных заводов, вызванная повышенным спросом на услуги топливного цикла, уменьшается более чем в два раза, но при этом средний прирост потребностей в мощностях перерабатывающих заводов увеличивается в 6 раз (рис. 8). В связи с этим возникает вопрос о возможном региональном распределении мощностей предприятий топливного цикла: будут ли они размещены только в ядерных странах, имеющих всю необходимую ядерно-энергетическую инфраструктуру или во вновь построенных международных центрах топливного цикла. Однако поиск ответа на этот вопрос выходит за рамки данной работы.

Безусловно, экономически реализация такой стратегии развития не представляется целесообразной при современных ценах на услуги топливного цикла, даже с учетом затрат на инспекционную деятельность по контролю за всеми гражданскими ядерными материалами. Как показывают оценки, полные затраты за временной интервал в 40 лет будут в ~1.3 раза больше, чем затраты с однократным рециклом плутония в быстрых реакторах. Противоречие национальных программ по развитию индустрии топливного цикла, основанных на экономических соображениях и глобальными потребностями снижения риска распространения, должно быть снято с помощью адекватного компромисса, поиск которого представляется весьма актуальным.

ВЫВОДЫ

Ожидаемое интенсивное развитие ядерной энерготехнологии в ближайшее десятилетие может привести к серьезным проблемам обеспечения эффективности существующей международной системы гарантий. Для предотвращения этого необходима координация работ в области топливного цикла на национальном, региональном и глобальном уровнях и гармонизация их со сложившейся практикой проведения инспекций.

Замыкание топливного цикла по всем представляющим опасность нуклидам и многократный рецикл их приведет к тому, что риск, связанный с возможностью хищения ядерных делящихся материалов, будет пропорционален мощности ядерной энергетики, а не интегральной энерговыработке.

Централизация услуг по переработке отработавшего и изготовлению свежего топлива, минимизация складских запасов ядерных материалов, пригодных для со-

здания ядерных взрывных устройств, существенно сократит затраты на поддержание режима нераспространения и в конечном счете будет способствовать приданию топливному циклу такой структуры, при которой масштабный фактор развивающейся системы ядерной энергетики не отразится существенно на стоимости инспекционной деятельности Агентства.

Литература

1. *ElBaradei M.* Toward a Safer World. – The Economist, 16 October 2003.
2. *Архангельский И.А. и др.* Система международного контроля за мирным использованием атомной энергии. – М.: Энергоатомиздат, 1986.
3. IAEA Safeguards Implementation Report for 2004.
4. *Пелло Б.* Гарантии: общая картина/Бюллетень МАГАТЭ, ежеквартальный журнал Международного агентства по атомной энергии. Т. 38. – Вена, Австрия, 1996. – №4. – С. 2-6.
5. *Гольдшмит П.* Укрепленные гарантии: решая текущие и будущие задачи/ Бюллетень МАГАТЭ, ежеквартальный журнал Международного агентства по атомной энергии. Т. 43. – Вена, Австрия, 2001. – № 4. – С. 6-11.
6. *Persbo A., Mayo B. and Peterson M.* An Overview of the Evolution, Operation and Status of Nuclear Safeguards. Доступно на сайте www.verifor.org/case_studies/NuclearSafeguards.pdf
7. IAEA Annual Reports, 1997 – 2004.
8. *Pellaud B.* Proliferation aspects of plutonium recycling. Journal of Nuclear Materials Management. – 2002. – Vol. XXXI. – №1.
9. Информационный циркуляр МАГАТЭ 549.
10. *Albright D., et al.* Global Stocks of Nuclear Explosive Materials, 2005, www.isis-online.org.
11. The IAEA Safeguards System: Ready for the 21st Century. 1997. Доступно на сайте: <http://www.iaea.org/Publications/Booklets/>
12. IAEA Safeguards Glossary, 2001.
13. *Пшакин Г.М. и др.* Ядерное нераспространение. – М.: МИФИ, 2006.
14. Опробование методологии ИНПРО на примере инновационной технологии быстрых реакторов с натриевым охлаждением и соответствующим топливным циклом: Отчет ФЭИ. Инв. № 11435, 2004.
15. *Krakowski R.* Review of Approaches for Quantitative Assessment of the Risks of and Resistance to Nuclear Proliferation from the Civilian Nuclear Fuel Cycle Los Alamos. National Laboratory document LA-UR-01-169.
16. *Heising C.D., Saragossi I., and Sharafi P.* A Comparative Assessment of the Economics and Proliferation Resistance of Advanced Nuclear Fuel Cycles. Energy 5, 1131, 1980.
17. *Silvennoinen P. and Vira J.* Quantifying Relative Proliferation Risks from Nuclear Fuel Cycles. Prog. Nucl. En. 17(3), 231, 1986.
18. *Papazoglou A., Gyftopoulos E. P., Miller M. M., Rasmussen N. C., and Raiffa A.* A Methodology for the Assessment of the Proliferation Resistance of Nuclear Power Systems. Massachusetts Institute of Technology report MIT-El 78-02/022. September, 1978.
19. *Brogli R. and Krakowski R. A.* Proliferation and the Civilian Nuclear Fuel Cycle: Towards a Simplified Recipe to Measure Proliferation Risk. Paul Scherrer Institute document PSI Bericht Nr. (01-10. August, 2001).
20. *Poplavsky V.M., Chebeskov A.N. Korobeynikov V.V., Tikhomirov B.B.* Comparative analysis of risk of proliferation in open and closed fuel cycles/ Multilateral Technical and Organizational Approaches to the Nuclear Fuel Cycle aimed at Strengthening the Non-Proliferation Regime. Moscow. Russian Federation (July 13 – 15, 2005).
21. *Man-sung Yim, Jun Li, McNelis D.* Further study of a fuzzy logic based barrier method for quantitative assessment of proliferation resistance of nuclear reactor systems. Abstracts of the 47-th INMM Annual Meeting (July 16-20, 2006). – Nashville, Tennessee, USA. – P.125.
22. *Andrianov A.A.* Minimization of proliferation risk exposure on the phase of transition to two-component nuclear power system. Abstracts of the 47-th INMM Annual Meeting (July 16-20, 2006). – Nashville, Tennessee, USA. – P.131.

Поступила в редакцию 20.12.2006

ПРИМЕНЕНИЕ ПРОГРАММНОГО КОМПЛЕКСА MESSAGE ДЛЯ ЗАДАЧ ОПТИМИЗАЦИИ ДВУХКОМПОНЕНТНОЙ СТРУКТУРЫ КРУПНОМАСШТАБНОЙ ЯДЕРНОЙ ЭНЕРГЕТИКИ

М.Н. Бок*, В.В. Коробейников*, С.В. Югай*, А.А. Андрианов,
Ю.А. Коровин**, Е.В. Федорова**, Г.А. Фесенко****

** ГНЦ РФ-Физико-энергетический институт им. А.И. Лейпунского, г. Обнинск,*

*** Обнинский государственный технический университет атомной энергетики, г. Обнинск*



Приведены результаты моделирования двухкомпонентной структуры ядерно-энергетического комплекса России, с оценкой доли каждой из его составляющих в общей выработке электроэнергии на атомных станциях. Результаты, полученные в рамках данного исследования, демонстрируют возможности пакета MESSAGE применительно к задачам оптимизации структуры энергосистем с замкнутым топливным циклом.

ВВЕДЕНИЕ

Спектр задач, связанных с планированием и принятием решений в энергетике, весьма обширен. Большинство этих задач основывается на экономическом расчете, с учетом технологических особенностей производства энергии, а также дополнительных условий (таких, как ограничения на выбросы вредных веществ и требования по нераспространению делящихся ядерных материалов).

Для решения задач общенационального и локального масштаба, долгосрочного и краткосрочного планирования, связанных с общими тенденциями развития энергетики или с детальным моделированием одной из ее подотраслей, используются разные методики и программные средства. И хотя накоплен уже немалый опыт разработки и применения моделей различных типов для анализа проблем энергетики, данная сфера приложений математического моделирования находится в непрерывном развитии.

Выбор модельного представления задачи далеко не всегда является однозначным. Многие задачи допускают несколько альтернативных представлений, и иногда полезным оказывается их комбинированное применение с последующим сопоставлением результатов.

В настоящем исследовании сделана попытка моделирования двухкомпонентной структуры ядерно-энергетического комплекса России, с оценкой доли каж-

дой из его составляющих в общей энерговыработке АЭС. В рамках используемого модельного подхода ставится задача о поиске оптимального соотношения компонентов ЯЭ, математически сформулированная в виде задачи линейного программирования¹; критерием оптимизации служит минимум полных приведенных затрат системы. Именно такой подход реализован в MESSAGE – универсальном программном пакете энергетического планирования.

КРАТКОЕ ОПИСАНИЕ ВОЗМОЖНОСТЕЙ MESSAGE

MESSAGE (Model for Energy Supply Strategy Alternatives and their General Environmental Impacts) – инструмент моделирования систем энергетики, позволяющий проводить комплексные оценки различных способов производства целевых форм энергии.

Этот инструмент разработан Международным институтом прикладного системного анализа (IIASA). В настоящее время MESSAGE распространяется МАГАТЭ и рекомендован к использованию в составе набора программных средств международного проекта по инновационным реакторам и топливным циклам (ИНПРО).

Гибкость и многофункциональность пакета энергетического планирования заключается в том, что он позволяет конструировать по единой методике разнообразные системы топливо- и энергообеспечения. Системы любого масштаба и состава могут быть описаны в MESSAGE с любой требуемой степенью детализации.

Основу построения модели составляет набор *уровней энергии*, на каждом из которых определена одна или несколько *форм энергии*. Число уровней может задаваться произвольно; границы задачи могут охватывать полный путь преобразования энергии, от добычи ресурсов до конечного потребления, или только часть этой последовательности, представляющую интерес для исследования.

Роль связующих звеньев между уровнями выполняют *технологии*, осуществляющие перевод энергии из одних форм в другие. Сведения о входных и выходных потоках технологий используются для расчета динамики топливно-энергетических балансов в системе (расхода ресурсов, загрузки/разгрузки хранилищ, производства/потребления промежуточных форм энергии).

Для описанных в модели форм энергии конечного уровня на интервале прогнозирования задается *вектор спроса*, определяющий внешние требования к энергосистеме.

Экономические параметры модели, используемые для расчета целевой функции полных приведенных затрат системы, включают прогнозные цены на энергоресурсы, затраты на сооружение и эксплуатацию промышленных установок, затраты на производство единицы продукции/услуг технологических этапов топливного цикла, штрафы (представляющие собой один из видов модельных ограничений на активность технологии или группы технологий). В группе базовых характеристик модели вместе с интервалом прогнозирования указывается также обобщенный показатель внешнеэкономического развития – *ставка дисконтирования*.

На основании всего комплекса исходных данных MESSAGE генерирует формальное математическое описание задачи линейного программирования, подаваемое на вход оптимизирующего алгоритма.

Конечным результатом моделирования является оптимальный сценарий развития системы, включающий распределение долей каждого из ее компонентов в покрытии заданных потребностей, материальные балансы промежуточных этапов топливного цикла и графики ввода технологических мощностей. [1]

¹ Задача оптимизации с линейной целевой функцией и системой ограничений в виде линейных неравенств.

К числу важных достоинств MESSAGE следует отнести принцип моделирования энергосистемы без ее разделения на подсистемы топливообеспечения и топливоиспользования, возможность моделирования работы предприятий топливообеспечения в переменном режиме и работы «на склад», возможность учета нелинейной зависимости между затратами на сооружение предприятий и их производительностью. Программный комплекс позволяет моделировать работу электростанций в энергосистеме с учетом суточных, недельных и сезонных колебаний спроса на электроэнергию, многоцелевые установки, многозвенные технологические процессы, межрегиональный энергообмен и международные центры топливного цикла. Возможно проведение многокритериальной оптимизации с учетом внешних факторов, таких как экология и нераспространение. Все это позволяет использовать MESSAGE как для задач краткосрочного планирования, так и для задач долгосрочного прогнозирования развития ядерной энергетики и соответствующих топливных циклов.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Одним из возможных вариантов развития российской ЯЭ на ближайшие 50 лет является двухкомпонентная система с топливным циклом, изображенным на рис. 1. В модели этой системы осуществляется режим самообеспечения по топливу на быстрых реакторах без расширенного воспроизводства ($KB=1$). Для стартовых загрузок быстрых реакторов используется плутоний, извлекаемый при переработке ОЯТ тепловых реакторов. Объемы переработки ОЯТ и выделения плутония однозначно определяются текущей потребностью в топливе для быстрых реакторов. Выделяемый плутоний не складывается.

Базовый сценарий развития [2, 3], отвечающий высоким показателям экономического роста и повышенным требованиям к доле атомного электричества в покрытии растущих энергетических потребностей, предполагает почти пятикратное увеличение годовой энерговыработки атомных станций к 2050 г. (70,8 ГВт.г) по сравнению с 2005 г. (14,9 ГВт.г). Заданные требования к системе совместно с графиком выбывания исторически установленных мощностей (значение КИУМ в модели принято постоянным, равным 0,8 в течение всего исследуемого периода) определяют потребность в новых генерирующих мощностях.

Начиная с 2013 г., структура генерирующих мощностей может комплектоваться реакторами двух типов – тепловыми, работающими на урановом топливе, и быстрыми, работающими на МОХ-топливе. Прогнозные значения рыночной стоимости природного урана, заложенные в модель, растут от 40 до 100 долл./кг на интервале моделирования.

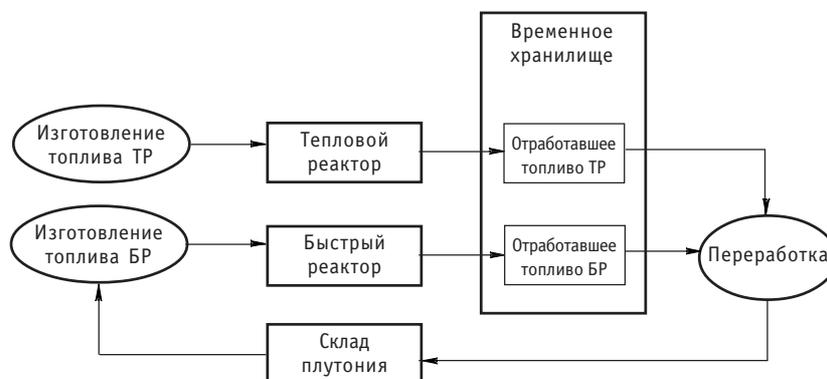


Рис. 1. Агрегированная схема ЯТЦ

Таблица 1

Показатели расхода топлива, материалов и услуг ЯТЦ для тепловых реакторов

Начальная топливная загрузка	65,4 т ТМ
Ежегодная перегрузка	24,3 т ТМ/ГВт.г
Расход природного урана на 1 кг ТМ топлива	8,3 кг
Работа разделения на 1 кг ТМ топлива	7,3 ЕРР

Таблица 2

Потребности в топливе для быстрых реакторов

Начальная топливная загрузка	12,64 т ТМ
Ежегодная перегрузка	11 т ТМ/ГВт.год
Объем переработки ОЯТ тепловых реакторов на 1 кг плутония (для стартовых загрузок быстрых реакторов)	121 кг ТМ

Состояние ЯЭ на начало модельного периода соответствует однокомпонентной системе (только тепловые реакторы). В качестве начальных данных о количестве ОЯТ, находящегося на хранении, и складских запасах выделенного плутония, модель использует значения 16 тыс. т и 60 т соответственно.

В качестве исходных данных по материальным балансам ядерных реакторов в модель были заложены условные значения, приблизительно соответствующие характеристикам реакторных установок ВВЭР-1000 и БН-800 и их топливных циклов.

Таблица 3

Ключевые экономические параметры модели

Удельные (на единицу производственной мощности) капитальные затраты основных компонентов системы	
Тепловой реактор	1500 \$/кВт(э)
Быстрый реактор	2200 \$/кВт(э)
Завод по переработке ОЯТ	5 млрд. долл./тыс. т ТМ в год
Завод по изготовлению МОХ-топлива	1,3 млрд. долл./100 т ТМ в год
Издержки основных этапов ЯТЦ	
Обогащение урана	100 долл./ЕРР
Изготовление УОХ-топлива тепловых реакторов	600 долл./кг ТМ
Изготовление МОХ-топлива быстрых реакторов	1300 долл./кг ТМ
Временное хранение ОЯТ в специальном хранилище	230 долл./кг ТМ
Переработка ОЯТ тепловых реакторов	800 долл./кг ТМ
Переработка ОЯТ быстрых реакторов	1300 долл./кг ТМ

Для расчета затрат системы в модели использовались главным образом данные исследования ОЭСР/АЯЭ по экономике ядерного топливного цикла [4].

Все переменные модели, в том числе установленные мощности технологий, определены как непрерывные величины, т.е. могут принимать любые положительные значения. Следует отметить, что постановка целочисленной задачи линейного программирования, в рамках которой ввод новых мощностей описывается дискретными переменными при заданной мощности единичного блока, возможна при установке соответствующей опции MESSAGE. Однако такая степень «реалистичности» модели не требуется на данной стадии исследования.

РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Оптимальная структура энерговыработки системы, рассчитанная с помощью MESSAGE, приведена на рис. 2. График ввода новых мощностей тепловых и быстрых реакторов представлен на рис. 3.

Из графиков рис. 2, 3 видно, что доля быстрых реакторов в системе на начальном этапе их внедрения растет ускоренными темпами. Всего на участке 2013 – 2020 гг. вводится порядка 15 ГВт на быстрых реакторах (в среднем почти по 2 ГВт ежегодно). На этом этапе полностью расходуется складские запасы выделенного плутония (рис. 4).

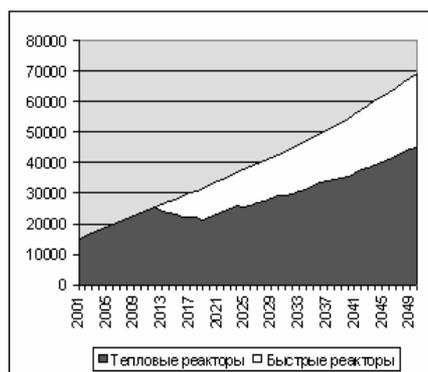


Рис. 2. Структура энерговыработки (МВт.г)



Рис. 3. Ввод новых мощностей (МВт)

Период после 2020 г. характеризуется одновременным наращиванием мощностей на тепловых и быстрых реакторах. Обе составляющих ЯЭ выходят на устойчивый темп роста, и в 2050 г. энерговыработка быстрых реакторов составляет около 35% от общей энерговыработки.

Интегральный расход урана в тепловых реакторах на интервале моделирования составляет около 320 тыс. т (больше половины известных на данный момент российских запасов категорий RAR, EAR-I и EAR-II).

Объемы плутония, выделяемого при переработке, показаны на графике рис. 5. Динамика остаточных объемов ОЯТ в хранилищах представлена на рис. 6.

Начиная с 2017 г., когда складские запасы выделенного плутония оказываются израсходованными, система начинает переработку ОЯТ. Плутоний, извлекаемый при переработке ОЯТ тепловых и быстрых реакторов, представлен в модели двумя независимыми потоками, что видно из рис. 5. Рецикл топлива быстрых реакторов несколько отстает по времени от начала переработки облученного топлива тепловых реакторов, что связано с временными задержками в топливном цикле.

На графике рис. 6 показан полный объем облученного топлива, в том числе ОЯТ, находящегося в бассейнах выдержки в течение необходимого периода времени после выгрузки из реактора. С началом переработки происходит довольно значительное сокращение накопившегося к этому времени количества ОЯТ. Всего к 2050 г. на выдержке и длительном хранении находится около 23 тыс. т ОЯТ; без быстрых реакторов и переработки, при прежних темпах накоп-

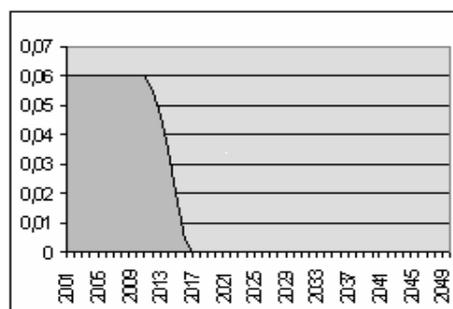


Рис. 4. Расход складских запасов выделенного плутония (тыс. т)

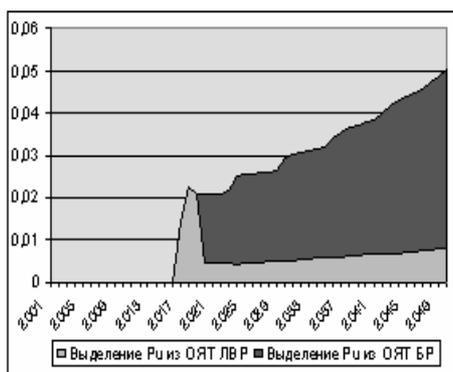


Рис. 5. Количество плутония (тыс. т), выделяемого при переработке ОЯТ

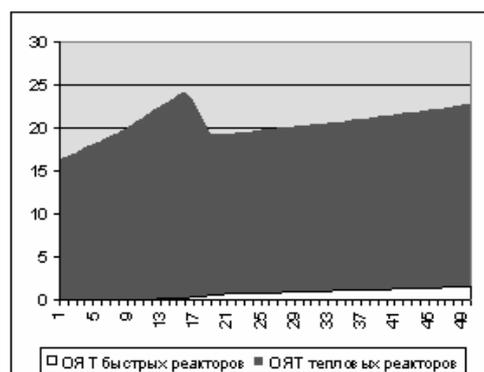


Рис. 6. Количество ОЯТ (тыс. т), находящегося на хранении

ления облученного топлива, эта величина была бы больше в два раза (порядка 50 тыс. т).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Ядерная энергетика требует решения задач, временные масштабы которых измеряются десятками лет. Для ее ключевых проблем не существует мгновенных решений, кроме того, анализ возможных путей развития ядерно-энергетического комплекса требует учета множества взаимосвязанных факторов. Сложность задач подобного рода приводит к потребности в инструментальных средствах моделирования. К числу таких средств относится MESSAGE.

Результаты, полученные в рамках данного исследования, демонстрируют возможности пакета MESSAGE применительно к задачам оптимизации структуры энергосистем с замкнутым топливным циклом. С помощью MESSAGE удалось построить реалистичную и работоспособную модель двухкомпонентной системы ядерной энергетики. Для поставленной задачи моделирования была создана база исходных данных и выявлены проблемы, связанные с информационным наполнением модели.

Литература

1. MESSAGE – Model for Energy Supply Strategy Alternatives and their General Environmental Impacts. User Guide (DRAFT), International Atomic Energy Agency, October 2003.
2. Беляев Л.С., Марченко О.В., Соломин С.В. Анализ долгосрочных (до 2100 г.) тенденций развития энергетики России и мира. – М.: Институт систем энергетики им. Л.А. Мелентьева СО РАН
3. Санеев Б.Г., Лагерев А.В., Ханаева В.Н., Чемезов А.В. Энергетика России в первой половине XXI века: прогнозы, тенденции, проблемы // Энергетическая политика. – 2002. – №4. – С. 16-25.
4. The Economics of the Nuclear Fuel Cycle. OECD/NEA, Paris, 1994.

Поступила в редакцию 14.09.2006

ОБОГАЩЕННЫЙ УРАН С ДОБАВЛЕНИЕМ ИЗОТОПА ^{232}U : ЗАЩИЩЕННОСТЬ ОТ НЕКОНТРОЛИРУЕМОГО РАСПРОСТРАНЕНИЯ

Э.Ф. Крючков, В.А. Апсэ, В.Б. Глебов, А.С. Краснобаев, А.Н. Шмелев
*Московский инженерно-физический институт (государственный университет),
г. Москва*



В работе рассмотрен метод повышения внутренней защищенности урана от прямого или косвенного (посредством осуществления дообогащения) несанкционированного использования в неэнергетических целях.

ВВЕДЕНИЕ

Не обладая внутренними свойствами защищенности, необлученные ядерные материалы (в первую очередь, материалы прямого использования [1], МПИ) являются потенциальными объектами повышенного риска с точки зрения их переключения на неэнергетические цели. Придание ядерным материалам внутренних защитных свойств является актуальной задачей, решение которой обеспечит широкое развитие ядерной энергетики.

Известно, что в ядерной энергетике нуждаются многие развивающиеся страны. Защита ядерных материалов при их передаче в развивающиеся страны является важной проблемой, особенно в страны, в которых учет, контроль и физическая защита ядерных материалов еще не находятся на высоком уровне. В этой связи возникает необходимость придать передаваемым ЯМ свойства, обеспечивающие создание внутренних защитных барьеров, в том числе радиационных, которые должны существенно затруднить выделение из топлива делящихся материалов.

Важным фактором, способствующим освоению технологии ядерной энергетики, является приобретение опыта в использовании исследовательских ядерных реакторов. Поэтому необходимо обеспечение защищенности ядерных материалов, которые в них используются (прежде всего, это высокообогащенный уран).

ВНУТРЕННЯЯ ЗАЩИЩЕННОСТЬ МАТЕРИАЛОВ ПРЯМОГО ИСПОЛЬЗОВАНИЯ

Для оценки внутренней защищенности используется идеология стандарта отработанного топлива, разработанная Национальной Академией наук США применительно к утилизации оружейного плутония (SFS-стандарт, [2]). Согласно этой идеологии МПИ должны иметь такую внутреннюю защищенность, чтобы не повышать заметно риск переключения делящихся материалов, связанный с имеющимся отработанным ядерным топливом (ОЯТ). Таким образом, уровень защитного радиационного барьера

© Э.Ф. Крючков, В.А. Апсэ, В.Б. Глебов, А.С. Краснобаев, А.Н. Шмелев, 2007

облученных тепловыделяющих сборок (ТВС) энергетических реакторов может определять степень радиационной защищенности МПИ.

Согласно выводам Национальной Академии наук США [2] на период утилизации оружейного плутония в этой стране средняя защищенность плутония в составе ОЯТ легководных реакторов оценивается 2–2.5 кбэр/ч на расстоянии 30 см от ТВС.

ВЛИЯНИЕ ПРОДУКТОВ ДЕЛЕНИЯ И U-232 НА ВНУТРЕНнюю ЗАЩИЩЕННОСТЬ МПИ И НЕЙТРОННЫЙ БАЛАНС В СИСТЕМЕ

Рассматриваются радиационные барьеры, порождаемые продуктами деления (FP) и за счет введения в топливо ^{232}U . Внутреннюю радиационную защищенность МПИ можно характеризовать следующими тремя параметрами:

- уровень радиационного воздействия;
- длительность воздействия не ниже заданного уровня;
- неравномерность воздействия.

Исходя из этих параметров, ниже анализируются радиационные барьеры, порождаемые различными источниками гамма-излучения. Для оценки уровня радиационного барьера, обусловленного распадом продуктов деления (FP) и нелетучих продуктов деления (NFP), использован программный комплекс SCALE [3].

Из рис. 1 можно видеть, что радиоактивный распад FP создает радиационный барьер с большой неравномерностью во времени, особенно, если из топлива извлекаются легколетучие FP (Cs и др.) и что если в топливе присутствует 1% т.а. ^{232}U , то имеется начальное окно пониженной защищенности, однако оно регулируется предварительной выдержкой ^{232}U и накоплением дочерних продуктов цепочки его распада.

При анализе путей формирования радиационного барьера важно учитывать изменение нейтронного баланса в системе, который можно оценивать для делящихся изотопов величиной избытка нейтронов ($\nu_{\text{ef}} - 1$) [4]. В табл. 1 показано влияние введения ^{232}U в ядерные установки с различными спектрами нейтронов. В отличие от FP, обладающих значительным паразитным захватом нейтронов, вклад ^{232}U в баланс нейтронов положительный при любом спектре нейтронов. Таким образом, ^{232}U является одним из наиболее предпочтительных кандидатов для создания внутреннего долговременного радиационного барьера со стабилизированным во времени действием.

Из рис. 1 можно видеть также, что в целом защитный барьер, возникающий вследствие распада урана-232 и дочерних продуктов его радиоактивной цепочки, оказывается значительно более стабильным во времени, чем от FP.

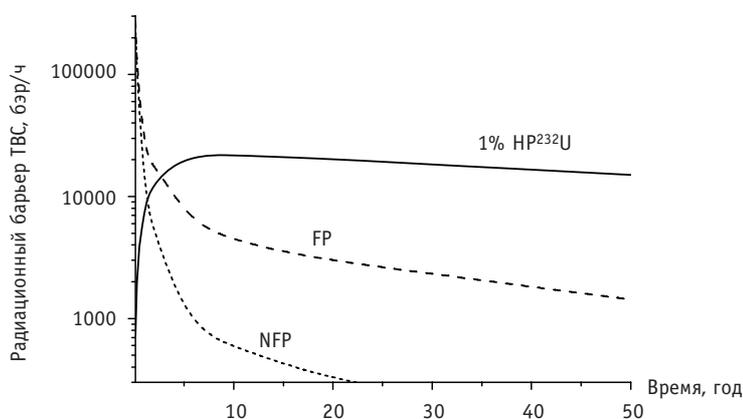


Рис. 1. Мощность экспозиционной дозы (радиационный барьер) от распада всех продуктов деления (FP) и после исключения легколетучих продуктов (NFP), а также для 1% т.а. ^{232}U в топливе (облученная ТВС легководного реактора, расстояние 30 см от ТВС)

Таблица 1

Значения некоторых нейтронно-физических параметров для изотопа ^{232}U в системах с различными нейтронными спектрами

	Спектр Максвелла ($T=293\text{ K}$)	Резонансный интеграл	Спектр деления
σ_f , барн	77,1	415,6	2,49
σ_c , барн	72,6	316,2	0,1
α	0,94	0,76	0,04
$\nu_{ef} - 1$	+0,26	+0,39	+1,36

Далее рассмотрим, какие защитные барьеры возникают на пути несанкционированного применения технологии изотопного разделения для обогащения урана, в составе которого присутствует уран-232.

ХИМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ГАЗООБРАЗНОМ UF_6 , СОДЕРЖАЩЕМ В СВОЕМ СОСТАВЕ АЛЬФА-АКТИВНЫЙ КОМПОНЕНТ

Под действием α -излучения молекулы гексафторида урана ионизируются, разрушаются и теряя фтор превращаются в нелетучие фториды урана [5]. При этом высвобождается свободный фтор. К низколетучим и нелетучим фторидам урана относят UF_5 , UF_4 , UF_3 , а также U_2F_9 и U_4F_{17} , причем сведения о последних двух соединениях очень ограничены [6, 7]. Отмечается [7], что трифторид урана UF_3 при температуре даже выше 1000°C должен обладать весьма слабой летучестью. Тетрафторид урана UF_4 не является в заметной степени летучим даже при нагревании до $800\text{--}880^\circ\text{C}$ в сухом азоте.

Экспериментальные результаты [5] указывают также на то, что если низшие фториды (UF_3 и UF_4) преимущественно адсорбируются на поверхности стенок, то пентафторид урана UF_5 в большей степени накапливается в газовой фазе, в которой также накапливается и высвобождающийся фтор.

Нелетучие фториды урана (UF_4 , UF_3 и, по-видимому, U_2F_9 и U_4F_{17}) при температурах менее 150°C почти не взаимодействуют с фтором [7] и поэтому рекомбинации их обратно в гексафторид урана UF_6 не происходит. Однако, как отмечается в работе [5], когда в составе UF_6 присутствует α -активный радионуклид (в нашем случае это изотоп ^{232}U), то в газообразном гексафториде все время образуются ионизированные и возбужденные атомарный и молекулярный фтор, ионы фторидов урана. В этих условиях протекают ионно-молекулярные реакции рекомбинации между фтором и фторидами урана – продуктами диссоциации UF_6 , что приводит к восстановлению гексафторида урана.

Важно отметить также, что если размеры объема, где находится гексафторид урана невелики или он находится при низком давлении, то образующиеся нелетучие фториды урана успевают адсорбироваться на поверхности объема, что приводит к существенному снижению скорости рекомбинации. В подтверждение этого, в работе [5] приведены экспериментальные данные по накоплению свободного фтора в составе гексафторида урана в процессе α -облучения, а также данные по влиянию присутствия адсорбированных на поверхности объема нелетучих фторидов урана на баланс содержания гексафторида урана и свободного фтора в газовой фазе. Был также выявлен эффект, указывающий на то, что на поверхности преимущественно адсорбируются низшие фториды урана (трифторид урана UF_3 и тетрафторид урана UF_4) и в заметно меньшей степени – пентафторид UF_5 .

В соответствии с экспериментальными данными [5] при наличии внутреннего источника α -излучения радиационно-химический выход $G(-\text{UF}_6)$ составляет величину

$0,9 \pm 0,31$, говоря иными словами, в расчете на 100 эВ поглощенной энергии α -частицы разрушается 0,9 молекулы гексафторида урана. Заметим, что согласно экспериментальным данным [8], под действием продуктов деления и нейтронного облучения в газофазном ядерном реакторе (топливо и теплоноситель – UF_6) радиационно-химический выход $G(-UF_6)$ составил величину 0,8, т.е. разрушалось 0,8 молекулы UF_6 в расчете на 100 эВ поглощенной энергии.

ОЦЕНКА ВНУТРЕННЕГО ТЕПЛОТЫДЕЛЕНИЯ В UF_6 , СОДЕРЖАЩЕМ 1% ^{232}U

Оценка температурных условий при обращении с гексафторидом урана, содержащим ^{232}U , была выполнена в предположении, что теплотыделение от α -распада собственно ^{232}U составляет 730 Вт/кг, что в пересчете на 1 моль ^{232}U соответствует 170 Вт/моль. Если гексафторид урана содержит 1% ^{232}U , тогда в одном моле такого гексафторида будет выделяться 1,7 Вт/моль UF_6 .

Удельная теплоемкость гексафторида урана в соответствии с работой [7] составляет:

$$C_p^{\text{газ.}UF_6} = 140 \text{ Дж/моль}UF_6 \cdot K;$$

$$C_p^{\text{жид.}UF_6} = 195 \text{ Дж/моль}UF_6 \cdot K;$$

$$C_p^{\text{тв.}UF_6} = 167,5 \text{ Дж/моль}UF_6 \cdot K.$$

В адиабатических условиях в таком гексафториде урана будет наблюдаться прирост температуры со скоростью около $30^\circ C/ч$.

Наличие внутреннего источника тепла практически исключает возможность использования современных крупных контейнеров для хранения и транспортировки гексафторида урана в твердом виде. Как известно [9], UF_6 поставляется на заводы по обогащению урана в твердом виде в транспортных контейнерах. Удельный вес гексафторида урана в твердом виде составляет $5,06 \text{ г/см}^3$ ($25^\circ C$, кристаллическая структура), что соответствует плотности урана $3,42 \text{ г/см}^3$ (в виде металла). При теплотыделении в уране (с 1% ^{232}U) на уровне $7,3 \text{ Вт/кг } U$ плотность объемного теплотыделения в таком гексафториде урана составит $q_v = 0,025 \text{ Вт/см}^3 UF_6$ (тв.). В длинном цилиндрическом контейнере с радиусом R , заполненном твердым гексафторидом урана, перепад температур между центром контейнера и его поверхностью $T(0) - T(R)$ можно оценить по формуле

$$T(0) - T(R) = \frac{q_v \cdot R^2}{4\lambda_{UF_6}}.$$

В силу отсутствия данных о величине коэффициента теплопроводности твердого гексафторида урана для оценки была использована величина коэффициента теплопроводности для UF_6 в жидком виде ($\lambda_{UF_6} = 0,16 \text{ Вт/м}\cdot K$) [9]. Для сравнения отметим, что коэффициент теплопроводности древесины (береза) составляет $0,15 \text{ Вт/м}\cdot K$, а двуокиси урана – $2 \text{ Вт/м}\cdot K$ [9,10]. Для того чтобы перепад температуры на гексафториде урана в контейнере не превышал $100^\circ C$ нужно, чтобы его радиус был меньше 5 см. Заметим, что диаметр используемых транспортных контейнеров для гексафторида урана достигает 1,2 м [9].

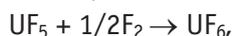
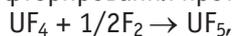
Таким образом, введение в состав гексафторида урана 1% ^{232}U вызывает необходимость дробить материал на весьма мелкие порции и обеспечивать надежный теплоотвод.

О СОСТАВЕ ГАЗООБРАЗНОГО ГЕКСАФТОРИДА УРАНА ПРИ НАЛИЧИИ ВНУТРЕННЕГО ИСТОЧНИКА АЛЬФА-ИЗЛУЧЕНИЯ

Из обсуждения, приведенного выше, можно сделать вывод о том, что содержание свободного фтора и пentaфторида урана в газообразном гексафториде урана будет в существенной мере зависеть от величины давления, конкретной конструкции и размеров устройства, где он содержится. Возможно, что имеет место и влияние интенсивности источника ионизирующего излучения. В этих условиях имеет смысл обсуждать в некотором смысле правдоподобные оценки.

Прежде всего оценим скорость накопления низших фторидов и фтора, если гексафторид урана содержит 1% ^{232}U . Период полураспада урана-232 составляет 68,9 лет, что соответствует скорости распада 1% в год. При содержании 1% ^{232}U в уране через год распадется 0,01% атомов урана и появится столько же α -частиц с энергией 5,3 МэВ. Учитывая, что в среднем каждая α -частица может разрушить 0,9 молекулы UF_6 в расчете на 100 эВ поглощенной энергии, оказывается, что за время 0,1 года будет всего разрушено 48% полного количества молекул гексафторида урана и в газовой фазе появятся низшие фториды и свободный фтор.

Низшие фториды (UF_3 и UF_4) будут присоединять фтор и переходить в пentaфторид (UF_5), а также в гексафторид урана (UF_6). Причем важно отметить, что скорость этих реакций фторирования в существенной мере зависит от температуры и от парциального давления фтора [11]. В этой работе [11] отмечается, что при низких температурах (до 250°C) процесс фторирования протекает, по-видимому, в две стадии:



В то время как при более высоких температурах (300–350°C) образуется промежуточный фторид U_2F_9 , а затем он уже фторируется до гексафторида урана. Как в том, так и в другом случае скорость фторирования тетрафторида урана до промежуточных фторидов в несколько раз выше, чем скорость фторирования промежуточных фторидов до гексафторида урана. Эти закономерности относятся к процессу фторирования с большим избытком фтора, в противном случае требуется большое время соприкосновения реагирующих компонентов [11]. В этой работе отмечается, что в пламенном реакторе, где осуществляют процесс фторирования (при температуре до 1100°C, а температура стенок реактора поддерживается не ниже 450°C), время соприкосновения фаз составляет несколько секунд. Говоря иными словами, в нашем случае при сравнительно низких температурах в газовой фазе будет накапливаться пentaфторид урана UF_5 , среднее время «жизни» которого может составлять несколько секунд (а возможно и больше).

Таким образом, в рассматриваемых условиях газовая фаза будет представлять из себя смесь фтора, пentaфторида и гексафторида урана (уместно отметить, что именно на такой состав газовой фазы при наличии внутреннего источника излучения указано в работе [8]). Для оценки содержания пentaфторида урана предположим, что разрушение молекул UF_6 сводится к отрыву одного атома фтора и превращению гексафторида в пentaфторид. Ранее было получено, что для UF_6 , содержащего 1% ^{232}U , под действием α -излучения в расчете на год разрушается 4,8 от полного количества молекул гексафторида, т.е. почти пятикратное количество имеющихся молекул гексафторида урана. Тогда скорость образования пentaфторида составит $1,5 \cdot 10^{-7}$ от полного количества молекул гексафторида урана за одну секунду. Если далее предположить, что среднее время «жизни» молекулы пentaфторида составляет 10 с, то равновесное содержание пentaфторида урана в газовой фазе составит около 1,5 ppm (молек.). При большем времени «жизни» молекул UF_5 равновесное содержание пentaфторида будет соответственно больше.

Содержание свободного фтора в гексафториде с 1% ^{232}U будет зависеть от того, какая часть низших фторидов адсорбируется на поверхностях узлов, агрегатов и емкостей, содержащих гексафторид, тем самым выбывая из газовой фазы, где происходит его восстановление. Если предположить, что 1% образующихся низших фторидов будет выбывать из газовой фазы, то соответствующее количество фтора в ней прибавится за сутки по 130 ppm (молек.) от полного количества молекул гексафторида.

О ВЛИЯНИИ ГЕНЕРИРУЕМЫХ (ПОД ДЕЙСТВИЕМ АЛЬФА-ИЗЛУЧЕНИЯ) ПЕНТАФТОРИДА УРАНА И СВОБОДНОГО ФТОРА НА ПРОЦЕСС ОБОГАЩЕНИЯ ГЕКСАФТОРИДА УРАНА

Если гексафторид урана, содержащий уран-232, подвергнуть процессу обогащения, то непрерывная генерация пентафторида урана (т.е. существенно более легкой фракции, чем $^{235}\text{UF}_6$ и $^{238}\text{UF}_6$) может несколько снизить эффективность процесса обогащения. Это происходит потому, что на каждой ступени будет преимущественно обогащаться легкая фракция (пентафторид UF_5), все время состоящая из смеси $^{235}\text{UF}_5$, $^{238}\text{UF}_5$ и $^{232}\text{UF}_5$, в пропорции, которая присуща настоящему составу урана. Однако это снижение эффективности не может быть существенным, если содержание фракции пентафторида UF_5 будет на уровне менее долей процента.

Нужно помнить, конечно, что наиболее легкой фракцией в газовой фазе будет фтор, который непрерывно образуется в результате разрушения молекул гексафторида урана под действием α -излучения и будет обогащаться в наибольшей степени. Причем заметим, что, как следует из экспериментальных данных, представленных в работе [5], содержание фтора в газовой фазе может быть весьма значительным. Рассмотрим пример, иллюстрирующий влияние фтора (даже когда его мало в исходном гексафториде урана) на процесс обогащения.

Пусть перед началом процесса обогащения исходное содержание свободного фтора составляет 1 ppm (молек.), что в наших предположениях соответствует состоянию спустя 10 мин после последней очистки гексафторида урана.

Тогда, применительно к газодиффузионному каскаду при коэффициенте обогащения молекулярного фтора $\varepsilon_{\text{об}} = \alpha - 1 = 2,04$ (коэффициент обогащения по $^{235}\text{UF}_6$ – $\varepsilon_{\text{об}} = \alpha - 1 = 0,0044$), скорость увеличения доли фтора оказывается настолько высокой, что после десятка ступеней необходимо будет осуществлять очистку, т.к. его содержание в газовой смеси вырастает до нескольких процентов.

В табл. 2 приведены составы газовой смеси для трех исходных обогащений по ^{235}U (5%(A), 20%(A) и 36%(C)). Уран с обогащением 5% используется для подпитки легководных реакторов, уран с обогащением 20%, согласно нормативным документам МАГАТЭ, является материалом непрямого использования и разрешен для широкого применения в гражданской ядерной энергетике. Что же касается обогащения 36%, то на уран с таким обогащением переводятся некоторые исследовательские реакторы, которые раньше использовали высокообогащенный уран (более 90%).

В состав обогащаемого урана введен 1% ^{232}U и присутствует 1 ppm (молек.) свободного фтора, который образовался в результате радиационно-химических реакций в гексафториде под действием α -излучения урана-232. В этой таблице приведены также составы газовой смеси после $Z=10$ ступеней газодиффузионного каскада. Можно видеть, что после обогащения на $Z=10$ ступенях содержание фтора выросло до шести с лишним процентов, а обогащение ^{235}U и других изотопов урана изменились незначительно.

Хорошо известно, что газодиффузионные обогатительные каскады содержали сотни и даже тысячи ступеней. В рассматриваемом примере можно видеть, что после

Таблица 2

Состав газовой смеси с UF₆ (исходный состав и состав после Z=10 ступеней газодиффузионного обогатительного каскада) при различном обогащении ²³⁵U

		Содержание фтора в газовой смеси	Изотопный состав урана*	
			²³² UF ₆	²³⁵ UF ₆
А	Исх. состав	1 ppm	1%	5,0%
	Состав после Z = 10 ступеней	6,37%	1,1%	5,2%
В	Исх. состав	1 ppm	1%	20,0%
	Состав после Z = 10 ступеней	6,35%	1,08%	20,68%
С	Исх. состав	1 ppm	1%	36,0%
	Состав после Z = 10 ступеней	6,34%	1,07%	36,96%

* Остальная доля приходится на ²³⁸UF₆

всего десяти ступеней каскада необходима очистка от фтора, причем этот фтор тут же будет накапливаться вновь как результат процесса разрушения молекул гексафторида урана под действием α -излучения. В этом случае обогатительный каскад превращается, говоря по существу, в непрерывный «очистительный» каскад с незначительной функцией по обогащению урана.

Отметим также, что при любом способе очистки низшие фториды урана (в том числе содержащие уран-232) будут адсорбироваться на внутренних поверхностях, создавая повышенный радиационный фон и приводя к потерям в получаемом продукте (если таковой вообще будет). А поскольку часть атомов и молекул газовой фазы будет ионизирована и находится в возбужденном состоянии, то коррозионная активность такой смеси повышена.

Нужно будет учитывать и то обстоятельство, что в процессе обогащения содержание изотопа ²³²U, как наиболее легкого изотопа урана, будет непрерывно увеличиваться, что в свою очередь приведет к увеличению интенсивности внутреннего источника α - и γ -излучения обогащаемого урана со всеми вытекающими последствиями.

ВЫВОДЫ

Внесение внутреннего источника α -излучения в гексафторид урана приводит к образованию низших фторидов урана, которые, будучи слаболетучими, откладываются на внутренних поверхностях агрегатов и коммуникаций обогатительного каскада. Среди них имеются фториды урана-232 и продуктов его распада, которыми будет определяться высокий фон γ -активности всего оборудования.

Помимо этого, внесение внутреннего источника α -излучения приведет к появлению в составе гексафторида свободного фтора, который, являясь наиболее легкой фракцией в газовой смеси, будет быстрее всего обогащаться и, кроме этого, будет усиливать коррозионные процессы в элементах оборудования обогатительного каскада. Причем, это усиление коррозионной активности фтора будет определяться тем, что под непрерывным действием α -излучения фтор будет находиться в атомарном, возбужденном и ионизированном состояниях.

Необходимость практически непрерывной очистки обогащаемой смеси от накапливающегося фтора и потери обогащаемого урана создадут большие трудности при возможной реализации процесса обогащения, нельзя исключить, что эти трудности окажутся практически непреодолимыми.

Литература

1. IAEA Safeguards Glossary. – International Nuclear Verification Series. – 2001. – № 3. – Edition.
2. The Spent Fuel Standard for Disposition of Excess Weapon Plutonium: Application to Current DOE Option. The National Academy of Sciences, 2000.
3. Стратегия развития атомной энергетики России в первой половине XXI века. – М.: ФГУП «ЦНИИАтоминформ», 2001.
4. SCALE: A Modular Code System for Performing Standardized Computer Analyses for Licensing Evaluation, NUREG/CR-0200, ORNL/NUREG/CSD-2/R5, Oak Ridge, January 1997.
5. Шмелев А.Н., Куликов Г.Г. О нейтронно-физических особенностях модифицированных (денатурированных) топливных циклов // Известия вузов. Ядерная энергетика. – 1997. – № 6. – С. 42-48.
6. Bernhardt H.A., Davis Jr. W., Shiflett C.H. Radiation Effects of Alpha Particles on Uranium Hexafluoride. The International Conference on Peaceful Uses of Atomic Energy. – Geneva, 1958, Report P/522, USA.
7. Katz J.J. and Rabinovitch E. The Chemistry of Uranium. – New York: McGraw-Hill Company, 1951.
8. Кац Дж. и Рабинович Е. Химия урана (Пер. с англ.). – М.: Изд-во иностр. литературы, 1954 г.
9. Кикоин И.К., Дмитриевский В.А., Григорьев И.С. и др. Стендовый реактор с газообразным делящимся веществом UF_6 / Труды II Международной конференции по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1958 г.): Доклады советских ученых «Ядерные реакторы и ядерная энергетика». – М.: Изд-во гл. упр. по использованию атомной энергии при СМ СССР, 1959. – С. 232-242.
10. Химия актиноидов / Под ред. Дж. Кац, Г. Сиборг и Л. Морс. Т. 1. – М.: Мир, 1991.
11. Таблицы физических величин: Справочник / Под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. – М.: Энергоатомиздат, 1991.
12. Шевченко В.Б. Технология урана. – М.: Атомиздат, 1961.

Поступила в редакцию 11.09.2006

ИССЛЕДОВАНИЕ БЕЗОТХОДНОГО ТОПЛИВНОГО ЦИКЛА РБН С ШАРО-НАСЫПНОЙ АКТИВНОЙ ЗОНОЙ

Г.Б. Усынин, А.А. Кравченко

Нижегородский государственный технический университет, г. Н. Новгород



Рассматривается методика расчета топливного цикла реактора на быстрых нейтронах с шаровыми твэлами. Данный топливный цикл подразумевает два типа переработки – промежуточную и полную. При промежуточной переработке без химических операций выделяются газовые и летучие продукты деления. Полная переработка осуществляется при помощи пиропроцессинга. В статье представлены модель и некоторые результаты такого цикла расчета.

Концепция шаро-насыпной активной зоны ШН-РБН, предложенная в [1], позволяет реализовать закрытую систему на весь срок службы реактора (30–50 лет). Отработавшее топливо, достигшее глубокого выгорания, вместе с продуктами деления сосредотачивается в контейнерах нейтронной защиты промежуточных теплообменников, расположенных непосредственно вокруг активной зоны в баке реактора. Простая форма и небольшие размеры твэл позволяют многократно менять его оболочку в процессе выгорания для восстановления ее служебных свойств и обеспечивать многолетнюю кампанию топлива с отложением на длительный срок его полной регенерации. Ниже представлены результаты расчетов топливного цикла такого реактора.

Расчетная модель реактора тепловой мощностью 2 100 МВт и средней теплонапряженностью активной зоны 300 МВт/м³ описана нами ранее [2]. Топливная композиция представляет собой смесь нитридов урана и плутония с определенной

пористостью $\varepsilon = 1 - \frac{\bar{\gamma}}{\gamma_0}$, где $\bar{\gamma}$ – усредненная плотность топливной компози-

ции по внутреннему объему твэл, $\gamma_0 = 14.25$ г/см³. Уран используется обедненный с содержанием U²³⁵ 0.2%, плутоний высокофононовый, с фиксированным составом изотопов (Pu²³⁸/ Pu²³⁹/ Pu²⁴⁰/ Pu²⁴¹/ Pu²⁴² = 0.005/ 0.6/ 0.245/ 0.109/ 0.041). На основании предыдущих расчетов [2] были выбраны одноступенчатые сечения, усредненные по объему активной зоны.

Все сечения указаны в барн (1 барн = 10⁻²⁴ см²). Величина ξ_i представляет собой реактивность, вносимую ядром i -го нуклида в среднем по активной зоне по отношению к реактивности ядра Pu²³⁹. Она определяется прямыми расчетами по программе SYNTES-H с константами БНАБ.

Расчет выгорания выполняется по обычной процедуре «по шагам». Предполагается, что топливо используется в режиме МПАЗ (многократное прохождение активной зоны), поэтому изменение состава всего топлива можно представить выражением:

$$\rho_i(Z_n) = \sum_j \Lambda_{i,j}(\Delta Z) \cdot \rho_j(Z_{n-1}); \sum_i \rho_i(Z_n) + \rho_{\text{ПД}}(Z_n) = 1, \quad (1)$$

где Z_n – суммарный флюенс, набранный топливом к концу n -го шага, ΔZ – фиксированный интервал («шаг»), а $\rho_{\text{ПД}}$ – относительная концентрация продуктов деления.

Матрица переходов Λ_{ij} готовилась с помощью одногрупповых сечений (табл. 1) и констант распада ядер. Привязка ΔZ к конкретному временному интервалу происходит через значения теплонапряженности, концентраций делящихся нуклидов и сечений деления. В данном случае для расчетов был выбран интервал $\Delta Z = 0.025$ в единицах 10^{24} см^{-2} , что при $\bar{q}_v = 300 \text{ МВт/м}^3$ соответствует интервалу времени 100 эфф. сут.

Величина $K(Z) = \sum_i \xi_i \cdot \rho_i(Z)$ представляет собой относительную реактивность, вносимую топливной композицией, включая ПД, к моменту Z после начала выгорания. Зависимость $K(Z)$ при различных значениях начальной доли плутония α_{Pu} в топливе показана на рис. 1. При $\alpha_{\text{Pu}} < 0.12$ реактивность в начальный момент нарастает. В дальнейшем при $Z > 1$ падение реактивности практически не зависит от первоначального состава топлива.

В установившемся (равновесном) режиме циркуляции твэлов, когда в активной зоне имеется топливо всех степеней выгорания, условием критичности может служить равенство интеграла реактивности топливной композиции некоторому значению $J_{\text{КР}}$, определенному заранее в нейтронно-физическом расчете базового критического реактора:

Таблица 1

Одногрупповые сечения нуклидов, входящих в топливную композицию и характеристики их реактивности

	σ_c	σ_f	$\sigma_{n,2n}$	ν	ξ
U ²³⁵	0.435	1.67	0.0004	2.46	0.69
U ²³⁶	0.347	0.315	0.0005	2.59	-0.10
U ²³⁸	0.277	0.046	0.0016	2.78	-0.036
Np ²³⁷	1.94	0.291	0.0002	2.91	-0.42
Pu ²³⁸	0.555	1.16	0.0001	3.01	0.58
Pu ²³⁹	0.531	1.84	0.0003	2.95	1.0
Pu ²⁴⁰	0.546	0.396	0.0002	3.08	0.08
Pu ²⁴¹	0.439	2.55	0.0009	2.98	1.45
Pu ²⁴²	0.470	0.278	0.0005	3.04	0.05
Am ²⁴¹	1.78	0.33	0.0001	3.39	-0.12
Am ²⁴²	0.391	4.02	0.0014	3.31	2.95
Am ²⁴³	1.13	0.26	0	3.63	-0.15
Cm ²⁴²	0.511	0.776	0.0001	3.38	0.44
Cm ²⁴⁴	0.510	0.45	0.00025	3.4	0.19
ПД	0.535	0	0.0004	0	-0.107

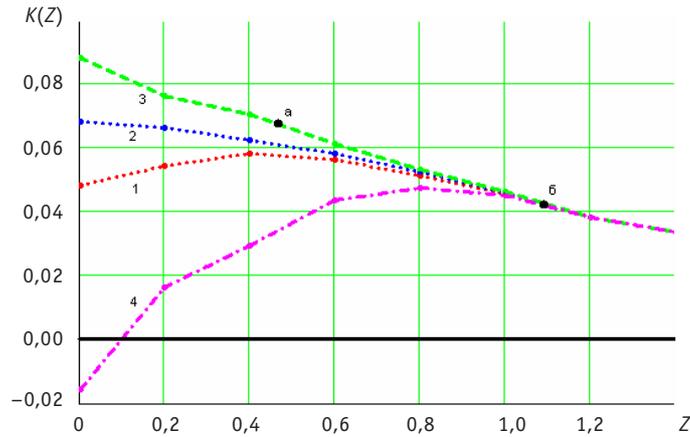


Рис. 1. Зависимость относительной реактивности топливной композиции от флюенса нейтронов $Z \cdot 10^{-24} \text{ см}^{-2}$: 1 – $\alpha_{Pu} = 0.100$; 2 – $\alpha_{Pu} = 0.125$; 3 – $\alpha_{Pu} = 0.150$; 4 – ОЯТ ВВЭР ($\bar{B} = 30 \text{ МВт} \cdot \text{сут/кг}$, начальное обогащение 3.6%) [3]

$$J(Z_T) = \beta \cdot (1 - \varepsilon) \cdot \tilde{\rho}_{\max} \cdot \bar{K}, J(Z_T) = J_{KP}, \quad (2)$$

где $\bar{K} = \frac{1}{Z_T} \cdot \int_0^{Z_T} K(Z) \cdot dZ$, $\beta = \frac{1}{K_{\text{эфф}}} \cdot \frac{dK_{\text{эфф}}}{d\hat{\rho}_9}$, $\hat{\rho}_9$ – размерная (см⁻³) концентрация ядер

Pu^{239} , $\hat{\rho}_{\max}$ – размерная концентрация тяжелых ядер при $\gamma = \gamma_0$, Z_T – предельный флюенс, определяющий кампанию топлива.

Константы β , J_{KP} так же, как и сечения из табл. 1, считаются инвариантными и определяемыми расчетом базового критического реактора с заданными размерами, объемным составом и видом топлива. Для рассматриваемого реактора $\beta = 490$ и $J_{KP} = 0.337$. В соответствии с условием (2), заданное значение Z_T обеспечивается выбором начальной пористости ε .

Будем считать, что объем, занимаемый ПД, в 2 раза больше объема разделившихся ядер. Тогда равенство $Z = Z_T$, определяемое из условия $\varepsilon = \rho_{\text{ПД}}$, является определением того самого предельного флюенса, при котором топливо выгружается из активной зоны и либо сразу подвергается электрохимической переработке, либо направляется в реакторное хранилище для его полной регенерации после окончания срока службы реактора.

Для ШН-РБН предельное значение флюенса оболочки, которая может меняться без замены топлива, определяется условием $d \cong d_{\max} = Z \cdot \sigma_d$ смещений на атом. Сечение повреждения s_d в рассматриваемом случае составляет $s_d \approx 250$ барн. Предельное радиационное повреждение оболочки d_{\max} зависит от ее материала и условий работы. Обычно оно принимается в пределах 50–100 дпа.

Выбранные размеры активной зоны, ее объемный состав и вид топливной композиции обеспечивают при выгорании топлива воспроизводства, близкие к полному. Небольшой оперативный запас реактивности, компенсируемый органами управления, может не превышать доли запаздывающих нейтронов. В качестве дополнительного способа управления реактивностью может служить небольшое изменение толщины насыпного слоя твэл H_{A3} . Прямые расчеты дают для рассматриваемого реактора значения

$$\frac{dJ_{KP}}{dH_{A3}} \cong -0.0016 \text{ см}^{-1}; \quad \frac{1}{K_{\text{эфф}}} \cdot \frac{dK_{\text{эфф}}}{dH_{A3}} \cong 0.88 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}.$$

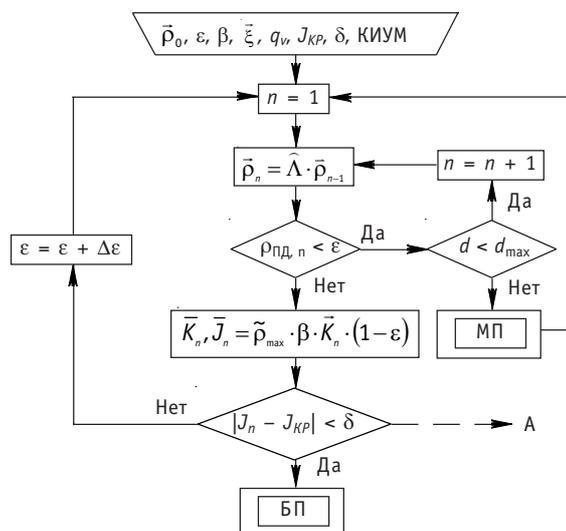


Рис. 2. Схема расчета топливного цикла ШН-РБН

Схема расчета равновесного топливного цикла представлена на рис. 2.

Двойной рамкой обозначены операции малого (МП) и большого (БП) переделов топлива. Малый передел предполагает смену оболочки твэл при сохранении содержания топливной композиции вместе с продуктами деления для продолжения процесса выгорания. Используются только механические и термические методы воздействия на топливную массу. При разделении оболочки и топлива (например, сплавлении ее в индукционной печи) выделяется некоторая часть летучих и газообразных веществ (I, Cs, ^3H , Kr, Xe и др.), которая составляет ~ 24% [4]. Доля удаляемых ПД при МП зависит от конкретных механизмов передела и сейчас не может быть названа достоверно. В наших расчетах предполагалось, что при МП потери ПД отсутствуют, что идет в запас расчета. Отметим, что удаление при МП части ПД (см. рис. 1) способствует повышению интеграла реактивности J и возможность увеличения исходной пористости топлива для увеличения глубины выгорания.

Большой передел (БП) включает электрохимическую переработку топливной массы с целью освобождения ее от ПД и разбавления отвальным ураном для дальнейшего использования.

Результаты расчета топливного цикла для 3 значений α_{Pu} (вектор $\bar{\rho}_0$) приведены в табл. 2.

Таблица 2

Характеристики равновесного топливного цикла ШН-РБН

	Начальный состав, $\rho_{\text{U}}: \rho_{\text{Pu}}$	Z_T	T , эфф. лет	ϵ	Конечный состав, $\rho_{\text{U}}: \rho_{\text{Pu}}: \rho_{\text{MA}}$	$K(Z=0)$	$K(Z=Z_T)$ без ПД
1	0.9: 0.1	0.537	5.9	0.117	0.855: 0.143: 0.002	0.047	0.079 (0.070)
2	0.875: 0.125	0.975	10.7	0.225	0.824: 0.172: 0.004	0.068	0.092 (0.071)
3	0.85: 0.15	1.088	11.9	0.267	0.812: 0.182: 0.06	0.088	0.071 (0.052)

Коэффициент использования установленной мощности КИУМ = 1.

В последнем столбце табл. 2 дана относительная реактивность выгружаемого топлива (с учетом уменьшения массы тяжелых ядер) по сравнению с первоначальным ее значением.

Доля плутония в массе тяжелых ядер во всех трех вариантах загрузки повышается с выгоранием, однако воспроизводство реактивности достигается только в первых двух вариантах. В первом варианте суммарная реактивность топлива после восполнения удаленных при БП ПД отвальным ураном возрастает ~ на 10%. Недостатком этого варианта является необходимость осуществлять БП от 4 до 6 раз за срок службы реактора при ожидаемом среднем КИУМ порядка 0.7. Первый вариант соответствует режиму бридинга, т.к. нулевой баланс по плутонию не соблюдается.

Второй вариант загрузки позволяет получить вдвое большую глубину выгорания за счет увеличения исходной пористости топлива и сокращения вдвое количества операций БП. Более того, при наличии избытка плутония можно вовсе отказаться от этих операций, поскольку внутриреакторное хранилище позволит вместить весь объем ОЯТ, накопленного за срок службы. При БП после замещения ПД отвальным ураном суммарная реактивность уменьшается ~ на 15%. Из рассмотренных этот вариант наиболее близок к режиму нулевого плутониевого баланса.

Третий вариант, не имея существенных преимуществ перед вторым по количеству операций, является режимом сжигания плутония, поскольку снижает суммарную реактивность тяжелого металла, в данном случае примерно в полтора раза. Недостатком этого варианта является повышенная разница в тепловыделении между твэлами с различной глубиной выгорания.

Равновесный топливный режим не позволяет в полном объеме выявить достоинства и недостатки ШН-РБН. Во-первых, он предполагает для каждого выбранного начального состава топлива жесткой регламентированной величины ε для выполнения условия (2). Во-вторых, не определен способ выхода реактора в этот режим из начального состояния, тем более, что $T_{эф}$ сравнимо со сроком службы реактора.

Большой интерес представляет неравновесный режим, когда критичность поддерживается за счет изменения состава двухкомпонентной смеси реактивных и компенсационных твэл. Реактивными назовем твэлы, способные к концу кампании при $Z = Z_T$ образовать критическую массу. Доля этих твэл w_p в таком неравновесном режиме изменяется за кампанию $T_{эф}$ от некоторого начального значения $w_{p,0}$ до 1. От компенсационных твэлов требуется способность гасить избыточную реактивность при изменении w_p в этом диапазоне.

Условие (2) заменяется на условие (3):

$$J_n = J(Z_n) = \beta \cdot \left[(1 - \varepsilon_p) \cdot \tilde{\rho}_{\max,p} \cdot \bar{K}_{p,n} \cdot w_{p,n} + (1 - \varepsilon_k) \cdot \tilde{\rho}_{\max,k} \cdot \bar{K}_{k,n} \cdot w_{k,n} \right] \quad (3)$$

$$w_{p,n} + w_{k,n} = 1, J_n = J_{KP}, n = 0, 1, 2, \dots$$

Индекс «k» относится к компенсационным твэлам.

Анализируя данные, приведенные на рис. 1, можно прийти к выводу, что твэлы с $\alpha_{pu} = 1$ не могут быть отнесены ни к реактивным, ни к компенсационным. Для первой категории они обладают недостаточной реактивностью, для второй непригодны, поскольку имеют в диапазоне $0 < Z_n < Z_T$ область, когда сами создают избыточную реактивность.

В качестве топлива для компенсационных твэл можно предложить использовать обедненный уран или ОЯТ ВВЭР (см. рис. 1). Второй вариант представляется более предпочтительным по двум причинам: во-первых, это повышает эффектив-

ность использования природного сырья (урана), во-вторых, исключается возможность производства низкофонового (оружейного) плутония, поскольку плутоний в ОЯТ от момента загрузки в РБН до его выгрузки остается высокофоновым.

Пористости ε_p и ε_k могут варьироваться в широких пределах и быть предметом оптимизации, так же, как и параметр $\alpha_{p,u}$. Для унификации технологии изготовления и МП твэл целесообразно, видимо, принять условие и $\varepsilon_p = \varepsilon_k$. Величина ε_p ограничивает либо глубину выгорания $\rho_{пд, p}(Z_T)$, либо минимальную реактивность $K_p(Z_T)$. В качестве примера они обозначены на рис. 1 для одного из вариантов как *a* и *б*. Разумно выбрать ε_p такой, чтобы эти точки совпадали. Для этого нужно найти $Z = Z^*$, при котором выполняется равенство (4):

$$J_{kp} = \beta \cdot \tilde{\rho}_{\max} \cdot \bar{K}_p(Z^*) \cdot [1 - \rho_{пд}(Z^*)] \quad (4)$$

и принять $\varepsilon_p = \rho_{пд}(Z^*)$. В этом случае $Z_T = Z^*$ в первом приближении дает оценку кампании топлива. В табл. 3 представлены начальные характеристики двух вариантов неравновесного бинарного режима с $\alpha_{p,u, p} = 0.125$ и $\alpha_{p,u, p} = 0.15$. В каждом случае для твэлов компенсационного типа использовалось ОЯТ ВВЭР (см. рис. 1).

Таблица 3

Характеристики начального этапа бинарного неравновесного режима

	$\alpha_{p,u}$	ε_p	Z^*	$\bar{K}_p(Z^*)$	w_p			w_k		
					$Z = 0$	$Z = 0.025$	$Z = 0.05$	$Z = 0$	$Z = 0.025$	$Z = 0.05$
2	0.125	0.156	0.67	0.0478	0.892	0.873	0.860	0.108	0.108+ Δ_{11}	0.108+ Δ_{12}
3	0.15	0.175	0.68	0.0475	0.756	0.709	0.701	0.244	0.244+ Δ_{21}	0.244+ Δ_{22}

Начальный этап режима характеризуется уменьшением w_p , избыточные реактивные твэлы должны быть направлены в резерв, чтобы впоследствии вернуться в активную зону. В некоторый момент w_p начнет увеличиваться, чтобы достигнуть значения $w_p = 1$. Доля w_k на первом этапе должна увеличиваться, поэтому количество компенсационных твэлов следует пополнять за счет необлученных твэлов. Возникает задача оптимизации неравновесного режима. Оптимальной можно считать стратегию перегрузки, когда при $w_p = 1$ все твэлы реактивного типа имеют одинаковое, близкое к предельному, выгорание. Другим критерием оптимальности режима является степень использования компенсационных твэлов. Кроме стратегии перегрузок, на нее влияет выбор $\alpha_{p,u}$. Вариант 3 (см. табл. 3) должен быть сделан с учетом того, что в последнем случае увеличена разница в тепловыделении твэлов различных типов.

Литература

1. Усынин Г.Б., Кравченко А.А. Сравнение кассетно-стержневой и шаро-насыпной активных зон РБН с натриевым теплоносителем//Известия вузов. Ядерная энергетика. – 2006. – № 3. – С. 60-68.
2. Усынин Г.Б., Кравченко А.А., Усынина С.Г. Замкнутый и закрытый (on site) топливный цикл РБН нетрадиционной конструкции//Известия вузов. Ядерная энергетика. – 2005. – № 2. – С. 102-107.
3. Круглов А.К., Рудик А.П. Искусственные изотопы и методика расчета их образования в ядерных реакторах. – М.: Атомиздат, 1977. – С. 111.
4. Синев Н.М., Батуров А.С. Экономика ядерной энергетики.

Поступила в редакцию 19.07.2006

ОЦЕНКА ВКЛАДА РЕАКЦИИ (α, n) В НЕЙТРОННУЮ АКТИВНОСТЬ ОТРАБОТАВШЕЙ ТЕПЛО ВЫДЕЛЯЮЩЕЙ СБОРКИ РЕАКТОРА ВВЭР-1000

И.В. Шаманин*, М.Е. Силаев*, С.В. Беденко*, В.В. Мартынов**

**Томский политехнический университет, г. Томск*

***ФГУП Горно-химический комбинат, г. Железногорск*



Рассмотрена совокупность всех ядерных процессов, протекание которых приводит к образованию поля нейтронного излучения вблизи ОТВС. Определена результирующая удельная нейтронная активность отработанного топлива ВВЭР-1000, обусловленная протеканием (α, n)-реакцией, спонтанным делением ядер урана и трансурановых элементов. Проведена оценка вкладов (α, n)-реакции в результирующую удельную нейтронную активность ОТВС ВВЭР-1000 в зависимости от глубины выгорания ядерного топлива.

СОСТОЯНИЕ ПРОБЛЕМЫ

При обращении с отработавшим ядерным топливом (ОЯТ) для обеспечения радиационной безопасности, в первую очередь, решаются задачи защиты от потоков высокоэнергетических гамма-квантов, характеризующихся высокой проникающей способностью и интенсивностью. Защита от гамма-излучения ОЯТ автоматически обеспечивает требования защиты от бета- и альфа-излучений, так указанные виды ионизирующих излучений обладают гораздо меньшей проникающей способностью. Этого нельзя сказать о нейтронном излучении (особенно в отношении быстрых нейтронов), для которого материалы, используемые при проектировании защиты от гамма-излучения, фактически являются «прозрачными» [1]. Поэтому, несмотря на то, что интенсивность нейтронного излучения отработавших тепловыделяющих сборок (ОТВС) реакторов, работающих на тепловых нейтронах, сравнительно невысока [2], вопросы обеспечения радиационной безопасности в отношении этого вида излучения должны решаться в качестве самостоятельной задачи.

Транспортные контейнеры (ТК), предназначенные для перевозки ОТВС ВВЭР-1000 и используемые для этих целей в настоящее время, были спроектированы для размещения в них ОЯТ, характеризующегося значениями глубины выгорания до 40 МВт-сут/кг [3]. В последние годы эти значения существенно возросли, и в перспективе будут продолжать увеличиваться. Увеличение глубины выгорания при фиксированном значении начального обогащения топлива вызывает рост активности ОЯТ. Возможности ТК обеспечить защиту от составляющей, обусловленной

© И.В. Шаманин, М.Е. Силаев, С.В. Беденко, В.В. Мартынов, 2007

гамма-излучением, для ОТВС с повышенным уровнем выгорания пока не вызывают сомнений, т.к. согласно действовавшим нормативным требованиям [4] их проектирование выполнялось с коэффициентом запаса по защите от ионизирующего излучения, равным 2. Под вопросом оказываются возможности ТК серийной конструкции в части обеспечения защиты от нейтронного излучения, поле которого вблизи ОТВС также изменяет свои характеристики в зависимости от глубины выгорания топлива. Поэтому изучение вопроса защиты от нейтронного излучения ОТВС с возросшей глубиной выгорания представляет значительный практический интерес. Для выполнения подобных расчетов особенно важным представляется определение вклада реакции (α, n) , поскольку концентрация различных альфа-излучателей, образующихся в ОТВС в ходе кампании, находится в непосредственной зависимости от глубины выгорания ядерного материала.

Вклад (α, n) -реакции в интенсивность нейтронного излучения двуокиси плутония определен, например, в работе [5]. В этой и подобных работах рассматривается протекание реакции (α, n) на ядрах кислорода. Считается, что альфа-частицы образуются при радиоактивном распаде ^{239}Pu . В случае ОЯТ перечень актиноидов, испытывающих альфа-распад, более обширен и не ограничен одним лишь ^{239}Pu или ^{238}U , что существенно изменяет условия задачи по сравнению с необлученным диоксидом урана или плутония. Целью данной работы являлось проведение оценок вкладов (α, n) -реакции в интенсивность нейтронного излучения ОТВС ВВЭР-1000 для различных глубин выгорания с учетом всех возможных механизмов образования нейтронов.

ИСТОЧНИКИ ОБРАЗОВАНИЯ НЕЙТРОНОВ В ОТВС

Для того, чтобы оценить вклад реакции (α, n) в нейтронную активность ОТВС, необходимо провести оценку результирующей активности, обусловленной протеканием совокупности всех ядерных процессов в отработавшем ядерном материале.

Нейтроны образуются в ОЯТ благодаря протеканию следующих ядерных реакций.

1). Реакция (γ, n) – пороговая. Для образования нейтронов по этому механизму необходимо наличие гамма-излучения высоких энергий (от 4 до 14 МэВ [6]). Источниками гамма-излучения в ОЯТ являются процессы бета-распада продуктов деления и активации, а также альфа-распада и спонтанного деления ядер урана и образующихся в ходе облучения изотопов трансурановых элементов.

2). Реакция (α, n) – пороговая. Обусловлена наличием альфа-частиц, образующихся в результате радиоактивного распада ядер урана и трансурановых элементов, присутствующих в ОЯТ. Энергия альфа-частиц, согласно данным [7], лежит в пределах от 4 до 7 МэВ (среднее значение 5,13 МэВ). Альфа-частицы таких энергий способны эффективно взаимодействовать с ядрами, высота кулоновского барьера которых меньше, чем кинетическая энергия альфа-частиц. Из материалов, присутствующих в ОТВС, наиболее вероятно протекание реакции (α, n) на ядрах кислорода и других легких ядрах-продуктах деления, присутствующих в ОЯТ [8].

3). Спонтанное деление ядер урана и трансурановых элементов, сопровождающееся испусканием нейтронов. Основным источником нейтронов будут являться ядра урана и изотопов трансурановых элементов содержащихся в ОЯТ.

ОБРАЗОВАНИЕ НЕЙТРОНОВ В ОТВС ПРИ ПРОТЕКАНИИ (γ, n) -РЕАКЦИИ

Для большинства ядер пороги фотонейтронных реакций заключены в пределах от 4 до 14 МэВ. Для легких и средних ядер с $10 \leq A \leq 150$, присутствующих в ОТВС наиболее вероятно протекание (γ, n) -реакции только на ядрах кислорода,

имеющих сравнительно большую концентрацию в отработавшем топливе [8]. Порог реакции $^{16}\text{O}(\gamma, n)^{15}\text{C}$ равен 16,3 МэВ [8]. Для тяжелых материалов наиболее вероятно протекание (γ, n) реакции на ядрах с $A \geq 200$ [1, 9]. Порог реакции (γ, n) для этих ядер заключен в пределах от 4 до 7 МэВ [9].

Анализ данных о гамма-излучении, сопутствующем процессам альфа- и бета-распада продуктов деления и активации, присутствующих в ОЯТ, позволяет сделать заключение, что в их спектре практически отсутствует высокоэнергетическая составляющая, превышающая порог реакции на ядрах кислорода и тяжелых ядрах [6, 7].

При спонтанном делении на долю гамма-излучения приходится 7–9 МэВ на один акт деления. Эта энергия уносится обычно в виде 8–10 гамма-квантов. Поэтому на один гамма-квант, в среднем, приходится не более 1 МэВ, что ниже порогов образования нейтронов в (γ, n) реакции для всех указанных ядер. Учитывая низкую (не более 0,4% [10]) вероятность образования гамма-квантов высоких энергий при спонтанном делении тяжелых ядер, можно пренебречь вторичным образованием нейтронов по этому механизму для всех видов нуклидов, содержащихся в ОЯТ.

ОБРАЗОВАНИЕ НЕЙТРОНОВ В ОТВС ПРИ СПОНТАННОМ ДЕЛЕНИИ ЯДЕР

Спонтанное деление характеризуется числом мгновенных нейтронов на один акт деления ν и средней энергией нейтронов деления \bar{E} . Основные характеристики нейтронов спонтанного деления (такие как ν , \bar{E} , интенсивность распада ядерного материала) приведены, например, в [1]. Расчет (ν, \bar{E}) может быть также выполнен с использованием полуэмпирических соотношений, представленных в работе Ковалева и Ставинского [11].

Удельная интенсивность генерации нейтронов при спонтанном делении ядер урана и трансурановых элементов, присутствующих в ОТВС, в общем виде определяется соотношением:

$$Q_{\text{сн}}(Z) = \sum_{i=1}^n C_i(Z) \cdot A_i^{\text{сн}} \cdot \nu_i^{\text{сн}}, \text{ нейтр./}(с \cdot \text{т(топлива)}), \quad (1)$$

где $C_i(Z)$ – концентрация i -го спонтанно делящегося материала, г/т; $A_i^{\text{сн}}$ – интенсивность распада ядер i -го ядерного материала при спонтанном делении, дел./(г·с); $\nu_i^{\text{сн}}$ – число мгновенных нейтронов, которые образуются в одном акте спонтанного деления ядер i -го ядерного материала, нейтр.; Z – глубина выгорания ядерного топлива, МВт·сут/т(топлива).

Для определения зависимостей концентраций спонтанно делящихся ядерных материалов $C_i(Z)$, содержащихся в ОЯТ, от глубины выгорания, были использованы данные о концентрациях основных долгоживущих актиноидов в отработавшем топливе ВВЭР-1000, приведенных в [12]. Зависимости $C_i(Z)$ были получены путем аппроксимации указанных данных с помощью полиномов второй степени, степенных и показательных функций. В результате для каждого актиноида (из присутствующих в ОЯТ после 180 сут выдержки) были получены функции, которые имеют различную степень сходимости с приведенными в [12] данными. Примеры таких зависимостей показаны на рис. 1, 2.

В результате анализа сходимости функциональных зависимостей для отдельных делящихся материалов была получена результирующая формула, описывающая с погрешностью, не превышающей 12%, интенсивность генерации спонтанных нейтронов в ОЯТ ВВЭР-1000 в зависимости от глубины выгорания топлива:

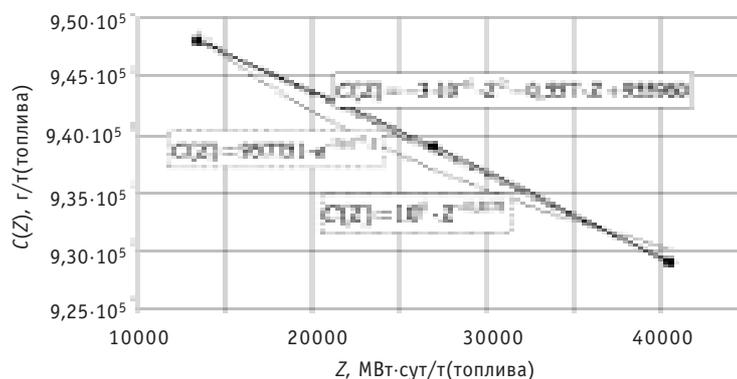


Рис. 1. Зависимость концентрации U-238 от выгорания ядерного топлива с начальным обогащением 4,4%: ● – данные о концентрациях U-238, приведенные в [12]; – степенная аппроксимация; - - - - - экспоненциальная аппроксимация; ———— – полиномиальная аппроксимация

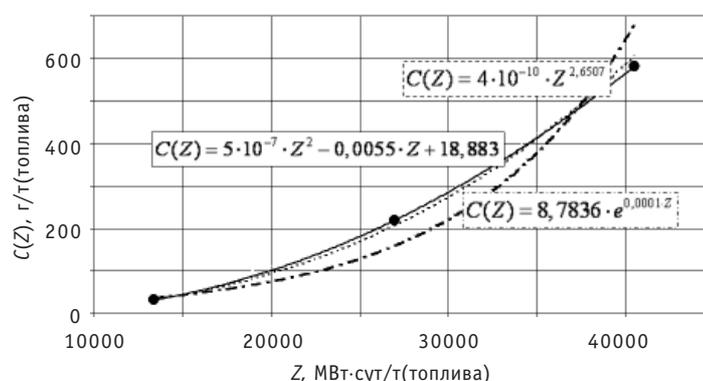


Рис. 2. Зависимость концентрации Pu-242 от выгорания ядерного топлива с начальным обогащением 4,4%: ● – данные о концентрациях Pu-242, приведенные в [12]; – степенная аппроксимация; - - - - - экспоненциальная аппроксимация; ———— – полиномиальная аппроксимация

$$Q_{\text{сп}}(Z) = 7729786,73 - 1966,57 \cdot Z + 0,12 \cdot Z^2 + 0,18 \cdot 10^{-6} Z^{2,6677} + 0,98 \cdot 10^{-19} Z^{4,5071} + 0,23 \cdot 10^{-13} Z^{4,8479} + 0,89 \cdot 10^{-26} Z^{7,026} + 0,41 \cdot 10^{-39} Z^{9,3981}, \text{ нейтр./с}\cdot\text{т(топлива)}. \quad (2)$$

Согласно использованным данным, формула (2) справедлива в интервале глубин выгорания от 13420 до 40480 МВт·сут/(т(топлива)) (для времени выдержки ОТВС 180 сут) при начальном обогащении 4,4%. Возможно также проведение экстраполяции в область меньших и больших значений глубины выгорания топлива, однако точность таких вычислений не является определенной в связи с отсутствием экспериментальных данных.

ОБРАЗОВАНИЕ НЕЙТРОНОВ В ОТВС ПРИ ПРОТЕКАНИИ (α, n)-РЕАКЦИИ

Потенциально протекание реакции (α, n) возможно на всех ядрах, присутствующих в ОТВС. Наиболее эффективно данная реакция будет идти на ядрах с высотой кулоновского барьера меньше, чем кинетическая энергия альфа-частиц.

Для легких ядер с $10 \leq A \leq 50$ величина кулоновского барьера изменяется от 2 до 10 МэВ; для средних ядер с $50 \leq A \leq 150$ – от 10 до 15 МэВ; для тяжелых ядер с $150 \leq A \leq 250$ – от 15 до 25 МэВ [13]. Средние и тяжелые ядра имеют высокий кулоновский барьер, величина которого значительно превышает кинетическую энергию α-частиц, имеющих в ОТВС, с наибольшей энергией $E_{\alpha}(^{242}\text{Cm}) = 6,13$ МэВ

[7]. Сечение реакции (α, n) на тяжелых ядрах мало [9].

Из легких ядер в ОТВС в значительных концентрациях присутствует только кислород. Кулоновский барьер для ядер кислорода не превышает 4 МэВ [13].

Таким образом, основным источником образования нейтронов в результате протекания реакции (α, n) в ОТВС будет являться кислород.

СЕЧЕНИЕ (α, n) -РЕАКЦИИ НА ЯДРАХ КИСЛОРОДА

Существует несколько подходов определения сечения ядерных реакций [14], два из которых приведены ниже.

Первый подход состоит в следующем. Механизм образования составного ядра и последующий его распад можно описать при помощи сечения реакции, которое записывается следующим образом [14]:

$$\sigma_{ip} = \sigma_i(c) \cdot \frac{\Gamma_p}{\Gamma} = \pi \lambda_i^2 \sum_{l=0}^{l_c} (2l+1) \xi \frac{\Gamma_p}{\Gamma}, \quad (3)$$

где $\sigma_i(c) = \pi \lambda_i^2 \sum_{l=0}^{l_c} (2l+1) \xi$ – сечение образования составного ядра; $\eta_p = \Gamma_p / \Gamma$ – вероятность распада этого ядра с испусканием частицы p ; Γ_p – парциальная полуширина резонансного уровня, отвечающая испусканию частицы p ; Γ – полуширина резонансного уровня на половине его высоты; λ – длина волны налетающей частицы; l – орбитальный момент количества движения налетающей частицы; ξ – коэффициент прилипания, который (в общем случае) определяется прозрачностью центробежного, ядерного и кулоновского барьеров.

Значение сечения реакции (α, n) для ядер кислорода в доступных источниках информации найдено не было. Для его расчета необходимо знать вероятность распада составного ядра η_p . Для определения вероятности распада составного ядра η_p необходимы значения полной Γ и парциальной Γ_p ширин резонансного уровня. Расчет полной и парциальной ширин какого-либо резонанса является достаточно сложной задачей, решаемой квантово-механическими методами и связанной с определением квантовой структуры резонансных уровней [14]. Было предложено оценить величину η_p для кислорода с помощью следующего приближенного подхода:

- вероятность распада оценивается для изотопов с экспериментально определенными значениями сечения реакций (α, n) ;
- в отношении кислорода величина вероятности распада определяется путем линейной интерполяции зависимости η_p от атомного веса.

Согласно данным о сечениях реакций (α, n) , для легких ядер (N, P) , приведенным в [8, 14], при энергии альфа-частиц от 4 до 7 МэВ вероятность распада составного ядра составляет величину порядка 10^{-3} . Поэтому для расчета полного сечения взаимодействия на кислороде вероятность распада составного ядра была принята равной 10^{-3} . Расчетное значение полного сечения взаимодействия α -частиц с ядрами кислорода, таким образом, составляет величину около 0,2 мбарн.

Второй подход основан на использовании экспериментальных данных о выходах ядерных реакций, приведенных, например, в [14, 15]. Выход ядерной реакции $Y(E)$ является функцией сечения $\sigma(E)$ и удельной ионизации атомов мишени частицей dE/dx . Согласно [15]:

$$Y(E) = n \int_0^E \frac{\sigma(E) dE}{\left| \frac{dE}{dx} \right|}. \quad (4)$$

Тогда можно записать

$$\sigma(E) = \frac{1}{n} \cdot \frac{dY}{dE} \cdot \left| \frac{dE}{dx} \right|. \quad (5)$$

Расчетное значение сечения (α, n) реакции, полученное с помощью (5), составляет 0,25 мбарн.

Найденные двумя способами значения сечений удовлетворительно согласуются между собой. Однако в оценке, сделанной по первому методу, вероятность распада составного ядра была определена с точностью до порядка величины. Поэтому для расчета удельной нейтронной активности ОТВС далее использовался результат расчета сечения (α, n) реакции, полученный с помощью второго подхода.

УДЕЛЬНАЯ НЕЙТРОННАЯ АКТИВНОСТЬ ОТВС, ОБУСЛОВЛЕННАЯ РЕАКЦИЕЙ (α, n)

Удельная интенсивность генерации нейтронов в результате реакции (α, n) будет определяться из соотношения:

$$A_{V,n}(Z) = \Sigma(\alpha, n) \cdot v_{\alpha} \cdot \frac{l \cdot A_{\alpha}(Z)}{V_{UO_2}}, \text{ нейтр./}(\text{см}^3 \cdot \text{с}), \quad (6)$$

где $\Sigma(\alpha, n)$ – макроскопическое сечение реакции (α, n) на ядрах кислорода, см^{-1} ; v_{α} – скорость альфа-частиц, см/с ; l – среднее время жизни альфа-частиц в ОЯТ, с ; $A_{\alpha}(Z)$ – альфа-активность, с^{-1} ; V_{UO_2} – объем, занимаемый топливом, см^3 .

В результате аппроксимации данных, приведенных в [12], установлено, что удельная альфа-активность ОЯТ в зависимости от выгорания топлива может быть определена как

$$Q_{\alpha}(Z) = 81,77 \cdot Z^{2,8442}, 1/(\text{с} \cdot \text{т}(\text{топлива})), \quad (7)$$

где Z – выгорание топлива, $\text{МВт} \cdot \text{сут}/(\text{т}(\text{топлива}))$.

Соотношение (7) для удельной альфа-активности с погрешностью не хуже 5% описывает данные, приведенные в [12]. Из (6) и (7) можно определить значение удельной нейтронной активности ОТВС, обусловленной протеканием (α, n) -реакций на ядрах кислорода:

$$A_{\alpha, n} = 15,17 \cdot 10^{-6} \cdot Z^{2,8442}, \text{ нейтр./}(\text{с} \cdot \text{т}(\text{топлива})). \quad (8)$$

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Результаты расчета удельной нейтронной активности ОТВС приведены в табл. 1 и на рис. 3. В таблице приведены также значения доли активности, обусловленной протеканием реакций (α, n) , в результирующую удельную нейтронную активность ОЯТ.

ВЫВОДЫ

Основными источниками формирования удельной результирующей нейтронной активности ОТВС являются реакция (α, n) на ядрах кислорода, нейтроны спонтанного деления ядер урана и трансурановых элементов. Образование нейтронов за счет протекания реакции (γ, n) может не учитываться.

При больших глубинах выгорания основной вклад в нейтронную активность ОТВС обеспечивается за счет спонтанного деления ядер урана и трансурановых элементов, содержащихся в ОЯТ после 180 сут выдержки.

Вклад (α, n) реакции в результирующую удельную нейтронную активность ОЯТ изменяется от 61 до 24% при глубинах выгорания топлива ВВЭР-1000 от 13420 до 40480 $\text{МВт} \cdot \text{сут}/(\text{т}(\text{топлива}))$ и начальном обогащении 4,4%.

Таблица 1

Нейтронная активность отработавшего ядерного топлива

$Q_{\alpha n}(Z)$, нейтр./с-т(топлива)	$A_{\alpha n}(Z)$, нейтр./с-т(топлива)	$Q_z(Z)$, нейтр./с-т(топлива)	Z , МВт-сут/т(топлива)	Вклад (α, n) реакции, %
$4,48 \cdot 10^6$	$7,62 \cdot 10^6$	$1,21 \cdot 10^7$	13000	63
$9,30 \cdot 10^6$	$1,14 \cdot 10^7$	$2,07 \cdot 10^7$	15000	55
$1,64 \cdot 10^7$	$1,63 \cdot 10^7$	$3,28 \cdot 10^7$	17000	50
$2,65 \cdot 10^7$	$2,24 \cdot 10^7$	$4,89 \cdot 10^7$	19000	46
$4,01 \cdot 10^7$	$2,98 \cdot 10^7$	$6,99 \cdot 10^7$	21000	43
$5,82 \cdot 10^7$	$3,86 \cdot 10^7$	$9,68 \cdot 10^7$	23000	40
$8,19 \cdot 10^7$	$4,89 \cdot 10^7$	$1,31 \cdot 10^8$	25000	37
$1,12 \cdot 10^8$	$6,09 \cdot 10^7$	$1,73 \cdot 10^8$	27000	35
$1,51 \cdot 10^8$	$7,46 \cdot 10^7$	$2,25 \cdot 10^8$	29000	33
$1,99 \cdot 10^8$	$9,02 \cdot 10^7$	$2,89 \cdot 10^8$	31000	31
$2,59 \cdot 10^8$	$1,08 \cdot 10^8$	$3,67 \cdot 10^8$	33000	29
$3,33 \cdot 10^8$	$1,27 \cdot 10^8$	$4,60 \cdot 10^8$	35000	28
$4,23 \cdot 10^8$	$1,49 \cdot 10^8$	$5,72 \cdot 10^8$	37000	26
$5,31 \cdot 10^8$	$1,73 \cdot 10^8$	$7,05 \cdot 10^8$	39000	25
$5,93 \cdot 10^8$	$1,86 \cdot 10^8$	$7,80 \cdot 10^8$	40000	24

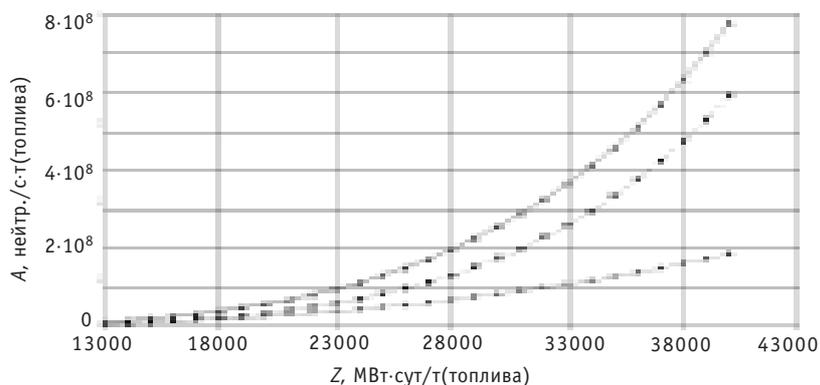


Рис. 3. Нейтронная активность отработавшего ядерного топлива: \blacklozenge – удельная нейтронная активность, обусловленная протеканием реакций (α, n) на ядрах кислорода; \blacksquare – удельная нейтронная активность, обусловленная спонтанным делением ядер урана и актиноидов, присутствующих в ОТВС; \blacktriangle – результирующая нейтронная активность ОТВС

Литература

1. Горбачев В.М., Замятнин Ю.С., Лбов А.А. Взаимодействие излучения с ядрами тяжелых элементов и деление ядер: Справочник. – М.: Атомиздат, 1976. – 464 с.
2. Горохов А.К., Драгунов Ю.Г., Лунин Г.Л., Новиков А.Н., Цофин В.И., Ананьев Ю.А. Обоснование нейтронно-физической и радиационной частей проектов ВВЭР. – М.: ИКЦ «Академкнига», 2004. – 496 с.
3. Коломцев Ю.В., Омельчук В.В., Пыткин Ю.Н., Андрушечко С.А., Голощапов С.Н., Попов Н.И., Авдеев В.А. Повышение эффективности топливоиспользования и совершенствование систем обращения с ядерным материалом на АЭС с ВВЭР-440. – СПб., 2000. – 232 с.
4. Санитарные правила СП 2.6.1.799-99. Основные санитарные правила обеспечения радиационной безопасности (ОСПОРБ-99)//Гигиенические нормативы. – М.: Центр санитарно-эпидеми-

ологического нормирования, гигиенической сертификации и экспертизы Минздрава России, 2000.

5. Дулин В.В., Забродская С.А. О вкладе (а, п) реакции в интенсивность нейтронного излучения двуокиси плутония//Известия вузов. Ядерная энергетика. – 2005. – №4.

6. Стародубцев С.В. Полное собрание научных трудов (в 6-ти т.) (Ред. коллегия: Б.П. Константинов председатель). Отв. ред. тома чл.-корр. АНУзССР Б. Бегжанов). Т.3. Кн. 3.: «Фан», 1971 – 472 с.

7. Схемы распадов радионуклидов. Энергия и интенсивность излучения: Публикация 38 МКРЗ: Ч. 2. Кн. 1 (пер. с англ.). – М.: Энергоатомиздат, 1987. – 432 с.

8 Таблицы физических величин: справочник/ Под ред. И.К. Кикоина. – М.: Атомиздат, 1976. – 1006с.

9. Справочник по ядерной физике (пер. с англ.)/Под ред. Л.А. Арцимовича. – М.: Физматгиз, 1963. – 632 с.

10. Глушков Е.С., Демин В.Е., Пономарев-Степной Н.Н., Хрулев А.А. Тепловыделение в ядерном реакторе/Под ред. Н.Н. Пономарева-Степного. – М.: Энергоатомиздат, 1985. – 160 с.

11. Ковалев В.П., Ставинский В.С. //ЖЭТФ. – 1961. – 41, 1304.

12. Колобашкин В.М., Рубцов П.М., Ружанский П.А., Сидоренко В.Д. Радиационные характеристики облученного ядерного топлива: Справочник. – М.: Энергоатомиздат. 1983. – 384с.

13. Немец О.Ф., Гофман Ю.В. Справочник по ядерной физике. – Киев: Наукова думка, 1975. – 415 с.

14. Сегре Э. Экспериментальная ядерная физика. – Т. 2. – М.: Изд-во иностранной литературы, 1955. – 493 с.

15. Гордеев И.В., Кардашев Д.А, Мальшев А.В. Ядерно-физические константы: Справочник (2-е изд.). – М.: Госатомиздат, 1963. – 507с.

Поступила в редакцию 13.12.2006

АНАЛИЗ ВОЗМОЖНЫХ ФОРМ СВОБОДНО-КОНВЕКТИВНЫХ ТЕЧЕНИЙ В ЗАМКНУТОМ КОНТУРЕ

Ю.М. Ашурко

ГНЦ РФ-Физико-энергетический институт им. А.И. Лейпунского, г. Обнинск



Работа посвящена анализу возможных форм и механизмов возникновения свободно-конвективных течений однофазной несжимаемой жидкости в замкнутом контуре. Показано, что наряду с общекартурной естественной циркуляцией теплоносителя могут существовать локальные замкнутые контуры естественной циркуляции на отдельных участках контура. Описаны условия возникновения локальной естественной циркуляции теплоносителя на горизонтальных и вертикальных участках замкнутого контура и принципы суперпозиции общекартурной и локальной естественной циркуляции.

ВВЕДЕНИЕ

В самом общем случае возникновение свободно-конвективных течений в жидкостях и газах обусловлено неоднородным действием на них какого-либо вида объемных сил или их совокупности. Чаще всего в качестве объемной силы рассматривается сила земного притяжения, действующая на все жидкости и газы в земных условиях. В силу этого можно говорить о фундаментальном характере вызываемых ею свободно-конвективных течений. В связи с фундаментальностью данного явления оно зачастую используется для организации движения сред в различных установках, например, для организации естественной циркуляции теплоносителя в замкнутых контурах жидкометаллических быстрых реакторов (БР) с целью отвода остаточного тепловыделения реактора [1].

В этом случае устойчивость естественной циркуляции (ЕЦ) теплоносителя и ее параметры будут непосредственным образом влиять на безопасность БР. В свою очередь, величина расхода ЕЦ и его устойчивость существенно зависят от характеристик контуров БР, исходных условий и характера протекания режима ЕЦ. Наличие большого числа обратных связей между различными параметрами требует тщательного обоснования режимов ЕЦ в контурах БР.

Однако, несмотря на большое количество публикаций, посвященных изучению явления естественной конвекции, следует отметить, что процессы, связанные с развитием естественной циркуляции теплоносителя в замкнутых контурах, исследованы еще недостаточно досконально. Так ЕЦ теплоносителя в замкнутых контурах моделируется, как правило, в виде одномерного течения [2]–[3]. Тем не менее, отдельные наблюдавшиеся на практике явления указывают на ограниченность одномерного представления теплоотводящих контуров и необходимость учета пространственной картины течения теплоносителя в них. Например, анализ режима ЕЦ теплоноси-

теля в 1 контуре быстрого реактора PFR выявил достаточно сложный пространственный характер течения натрия в баке реактора [4]. Более того, результаты теоретических исследований, приведенные в этой статье, показывают, что в большинстве случаев необходимо учитывать пространственный характер свободно-конвективного течения теплоносителя не только на участках контура, характеризующихся большими размерами как, например, верхняя смесительная камера бака реактора, но также в трубопроводах и других элементах контура.

ПРЕДМЕТ ИССЛЕДОВАНИЯ И ИСПОЛЬЗУЕМОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ

Задачей исследования, представленного в данной статье, является анализ возможных форм естественной циркуляции однокомпонентной однофазной несжимаемой неизотермической жидкости (далее «теплоносителя») в замкнутом контуре и принципов наложения этих форм ЕЦ друг на друга.

Таким образом, источником ЕЦ является перепад давления, который возникает в замкнутом контуре в результате действия силы земного притяжения на теплоноситель с неравномерно распределенной по длине контура плотностью. Неравномерное распределение плотности теплоносителя по длине контура обусловлено соответствующим неравномерным распределением температуры теплоносителя по длине контура, т.е. его неизотермичностью.

Говоря о естественной циркуляции, имеют в виду свободно-конвективное движение, направленное вдоль контура. Таким образом, для нас представляет интерес только та составляющая свободно-конвективного течения (СКТ) теплоносителя, которая направлена вдоль контура, обеспечивая тем самым циркуляцию теплоносителя и перенос тепла в контуре. Свободно-конвективным течением теплоносителя в плоскостях поперечных сечений контура пренебрегаем (за одним исключением, о котором будет сказано ниже), т.к. эта составляющая влияет только на распределение температуры теплоносителя по сечению контура и не влияет на распределение температуры теплоносителя по длине контура и на перенос тепла вдоль контура.

Для упрощения задачи будем рассматривать простой односвязный замкнутый контур (рис. 1), не имеющий разветвлений и байпасов. В контуре отсутствуют специальные побудители, обеспечивающие принудительное движение теплоносителя по контуру. Таким образом, движение теплоносителя в контуре создается только за счет неравномерного распределения температуры теплоносителя по длине контура. Неравномерное распределение температуры теплоносителя по длине контура может обеспечиваться за счет:

- локального по длине контура подвода и отвода тепла;
- распределенного по длине контура подвода и отвода тепла;

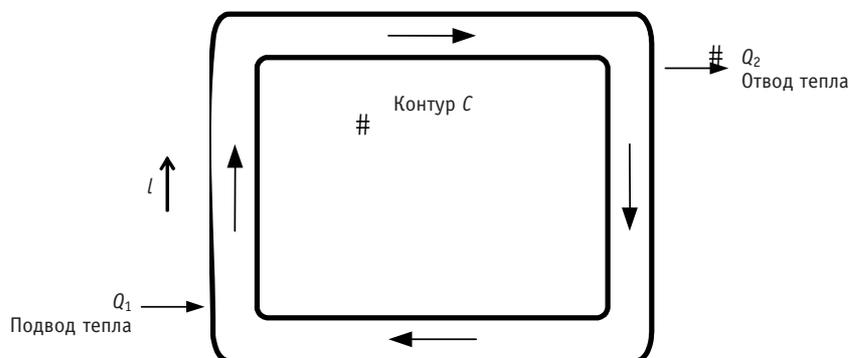


Рис. 1. Простой односвязный замкнутый контур циркуляции

- исходного неравномерного распределения температуры теплоносителя по длине контура;

- динамического изменения величины подводимого/отводимого тепла в контуре.

На данной стадии рассмотрения нам неважно, каким образом создается неравномерное распределение по длине контура температуры теплоносителя, циркулирующего в нем. При этом полагаем, что первоначально температура теплоносителя является функцией только продольной координаты l , отсчитываемой вдоль контура, т.е. в любом поперечном сечении контура теплоноситель вначале имеет одинаковую температуру.

МЕХАНИЗМЫ ВОЗНИКНОВЕНИЯ СВОБОДНО-КОНВЕКТИВНЫХ ТЕЧЕНИЙ В ЗАМКНУТОМ КОНТУРЕ

Как было отмечено выше, мы ограничиваемся рассмотрением СКТ теплоносителя, направленных вдоль контура, или естественной циркуляции, источником которой является перепад давления по контуру, обусловленный неизотермичностью теплоносителя. Этот перепад давления принято называть термическим напором ЕЦ.

Перейдем к рассмотрению конкретных механизмов, приводящих к возникновению тех или иных форм ЕЦ.

Общеконтурная естественная циркуляция

До сих пор при анализе ЕЦ, как правило, используется традиционное одномерное представление для замкнутого контура циркуляции теплоносителя. В рамках такого приближения рассматривается одномерное поле температуры теплоносителя в контуре циркуляции и одномерное течение теплоносителя, которое характеризуется единым значением расхода ЕЦ в контуре. Данную классическую форму ЕЦ теплоносителя условимся называть *общеконтурной естественной циркуляцией* (ОЕЦ) в связи с тем, что она реализуется по длине всего рассматриваемого замкнутого контура.

В качестве основных характерных признаков ОЕЦ в односвязном замкнутом контуре следует выделить:

- наличие направленного перемещения массы теплоносителя по контуру (в общем случае не равно нулю), сопровождающегося переносом тепла вдоль контура (в каждый момент времени направление ОЕЦ одно и то же в каждой точке контура);
- одинаковое значение расхода ОЕЦ через любое поперечное сечение контура (вытекает из закона сохранения массы теплоносителя).

Расход ОЕЦ определяется исходя из термического напора ОЕЦ в контуре и суммарного гидравлического сопротивления контура с учетом инерционности теплоносителя.

Термический напор ОЕЦ представляет собой интеграл, вычисленный для удельного веса теплоносителя по рассматриваемому замкнутому контуру циркуляции C (рис. 1):

$$\Delta P_t(\tau) = \oint_C \rho_c(\bar{T}_c) \cdot \bar{g} \cdot d\bar{l}, \quad (1)$$

где l – пространственная координата, отсчитываемая вдоль контура, м; τ – время, с; $\Delta P_t(\tau)$ – термический напор ОЕЦ в момент времени τ , Па; $\bar{T}_c(l, \tau)$ – температура теплоносителя, усредненная по площади проходного сечения контура в точке контура с координатой l , °С; $\rho_c(\bar{T}_c)$ – плотность теплоносителя при средней по проходному сечению контура температуре теплоносителя в точке контура с координатой l , кг/м³; g – ускорение свободного падения, м/с².

Таким образом,

$$F_0 \frac{dG_{\text{ОЕЦ}}(\tau)}{d\tau} = \Delta P_t(\tau) - \Delta P_\xi(\tau), \quad (2)$$

где $G_{\text{ОЕЦ}}(\tau)$ – расход ОЕЦ в момент времени τ , кг/с; $\Delta P_{\xi}(\tau)$ – суммарное гидравлическое сопротивление контура циркуляции в момент времени τ , Па; F_0 – коэффициент инерционности теплоносителя в контуре, 1/м.

Такой одномерный подход не учитывает распределение скорости и температуры теплоносителя по поперечному сечению элементов замкнутого контура, а рассматривает только осредненные значения скорости и температуры теплоносителя в каждом поперечном сечении контура, т.е. описанный механизм, приводящий к возникновению ОЕЦ, не учитывает пространственные размеры поперечного сечения рассматриваемого контура.

Локальная естественная циркуляция

Попытаемся проанализировать возможный характер ЕЦ теплоносителя в контуре с учетом поперечных размеров элементов контура. Будем использовать для характеристики поперечных размеров контура величину радиуса трубопроводов, образующих контур. Замкнутый контур циркуляции может иметь как горизонтально, так и вертикально расположенные участки. Проанализируем каждый из них на предмет возможного возникновения других форм СКТ теплоносителя, отличных от ОЕЦ.

Возьмем горизонтальный участок контура радиусом r (рис. 2) и рассмотрим ситуацию, когда расход ОЕЦ в контуре равен нулю (это может быть обеспечено, например, путем разрыва циркуляции теплоносителя в контуре). Отсутствие движения теплоносителя на горизонтальном участке свидетельствует о равенстве давлений на его концах (P_0 на уровне оси трубопровода). Теперь создадим на концах этого горизонтального участка различающиеся условия по температуре (например, температура теплоносителя на левой стороне участка T_1 выше, чем температура теплоносителя на правой его стороне T_2). Определим давления в верхней и нижней точках трубопровода на краях участка с учетом плотности теплоносителя при заданных температурах. Пусть плотность теплоносителя при температуре T_1 составляет ρ_{c1} , а при температуре T_2 – ρ_{c2} ($\rho_{c1} < \rho_{c2}$). С учетом этого получаем (рис. 2):

$$P_1^t = P_0 - \rho_{c1} \cdot g \cdot r, \quad (3)$$

$$P_1^b = P_0 - \rho_{c1} \cdot g \cdot r, \quad (4)$$

$$P_2^t = P_0 - \rho_{c2} \cdot g \cdot r, \quad (5)$$

$$P_2^b = P_0 - \rho_{c2} \cdot g \cdot r, \quad (6)$$

где P_1^t, P_1^b – давление теплоносителя в верхней и нижней точках левого края участка, Па; P_2^t, P_2^b – давление теплоносителя в верхней и нижней точках правого края участка, Па.

Очевидно, что $P_1^t > P_2^t$ и $P_1^b < P_2^b$. Возникающие перепады давлений приведут к противоположно направленному движению теплоносителя в верхней и нижней областях участка. В результате образуется замкнутый локальный контур циркуляции теплоносителя (рис. 2). Течение теплоносителя в этом контуре в основном направлено вдоль контура за исключением краевых участков, где течение теплоносителя реали-

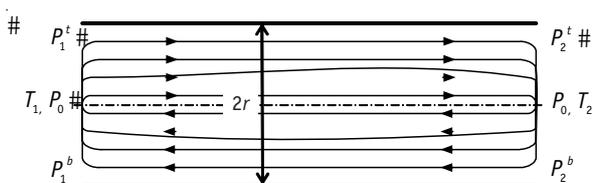


Рис. 2. Контур ЛЕЦ на горизонтальном участке замкнутого контура ($T_1 > T_2$)

зуется в поперечных сечениях контура. В случае, если $T_1 < T_2$, локальный замкнутый контур циркуляции будет иметь противоположное направление движения теплоносителя.

Возможность возникновения подобного контура ЕЦ описана в работе [5].

В качестве характерных особенностей такой формы СКТ теплоносителя следует отметить следующие:

- наличие локального замкнутого контура циркуляции на участке означает, что величины расхода теплоносителя на верхнем и нижнем участках контура равны;
- в отличие от ОЕЦ отсутствует направленное перемещение массы теплоносителя на рассматриваемом участке контура, т.к. суммарный расход теплоносителя через любое поперечное сечение участка равен нулю;
- существует определенный перенос тепла вдоль участка – от края с большей температурой к краю с меньшей температурой, который обусловлен тем, что температура теплоносителя, текущего в верхней части, выше температуры теплоносителя, текущего в нижней части участка.

В отличие от ОЕЦ данную форму СКТ теплоносителя условимся называть *локальной естественной циркуляцией* (ЛЕЦ) в связи с тем, что она возникает на отдельных участках контура, а не охватывает весь контур.

Термический напор ЛЕЦ представляет собой интеграл, вычисленный для удельного веса теплоносителя по рассматриваемому замкнутому контуру циркуляции C_{Lg} (рис. 2):

$$\Delta P_t^{eg} = \oint_{C_{Lg}} \rho_c(T) \cdot \vec{g} \cdot d\vec{l} \approx 2 \cdot (\rho_{c2} - \rho_{c1}) \cdot g \cdot r. \quad (7)$$

Аналогично могут образовываться замкнутые локальные контуры циркуляции на вертикальных участках контура.

Рассмотрим вертикальный участок контура высотой h (рис. 3) в условиях, когда расход ОЕЦ в контуре равен нулю. Создадим на концах данного участка перепад температур так, что температура теплоносителя в нижней части участка T_1 выше, чем температура теплоносителя в его верхней части T_2 ($T_1 > T_2$). Более легкий теплоноситель с температурой T_1 будет стремиться подняться вверх, а более тяжелый теплоноситель с температурой T_2 будет опускаться вниз, образуя замкнутый контур ЛЕЦ на вертикальном участке C_{Lv} (рис. 3). Возможны два варианта замыкания контура ЛЕЦ на вертикальном участке: вариант 1 – с центральной симметрией – подъемное течение теплоносителя в центре и опускное на периферии (рис. 3а) и вариант 2 – без центральной симметрии, при котором в одной половине проходного сечения реализуется опускное течение теплоносителя, а в другой – подъемное (рис. 3б).

Пусть средняя плотность теплоносителя на подъемном участке локального контура равна ρ_{c1} , а на опускном – ρ_{c2} ($\rho_{c1} < \rho_{c2}$). С учетом этого получаем выражение для определения величины термического напора ЛЕЦ на вертикальном участке (рис. 3):

$$\Delta P_t^{lv} = \oint_{C_{Lv}} \rho_c(T) \cdot \vec{g} \cdot d\vec{l} \approx (\rho_{c2} - \rho_{c1}) \cdot g \cdot h. \quad (8)$$

Для любого из образующихся контуров ЛЕЦ (как на горизонтальных, так и на вертикальных участках контура) расход теплоносителя определяется, исходя из термического напора ЛЕЦ, создаваемого на участке, и гидравлического сопротивления образуемого i -го контура ЛЕЦ с учетом инерционности теплоносителя в данном контуре:

$$F_i \frac{dG_{ЛЕЦ}^i(\tau)}{d\tau} = \Delta P_t^{L_i}(\tau) - \Delta P_{\xi_i}(\tau), \quad (9)$$

где $G_{ЛЕЦ}^i(\tau)$ – расход ЛЕЦ в i -ом контуре циркуляции в момент времени τ , кг/с;

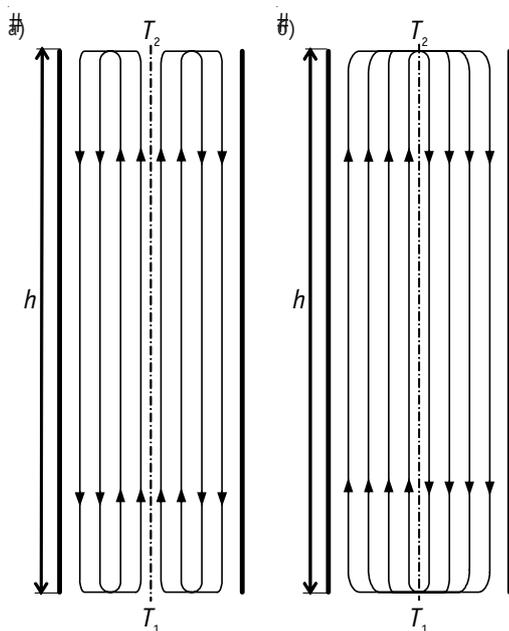


Рис. 3. Контур ЛЕЦ на вертикальном участке замкнутого контура ($T_1 > T_2$): а) – вариант 1; б) – вариант 2

$\Delta P_t^i(\tau)$ – термический напор ЛЕЦ в момент времени τ , Па; $\Delta P_{\xi_i}(\tau)$ – суммарное гидравлическое сопротивление i -го контура ЛЕЦ в момент времени τ , Па; F_i – коэффициент инерционности теплоносителя в i -ом контуре ЛЕЦ, 1/м.

ЛЕЦ на вертикальном участке обладает такими же свойствами, что и ЛЕЦ на горизонтальном участке, а именно, направленным переносом тепла на участке при отсутствии направленного перемещения массы теплоносителя.

Из сравнения условий развития ЛЕЦ на горизонтальных и вертикальных участках контура видно, что эффективная высота, создающая термический напор ЛЕЦ на горизонтальном участке, равняется диаметру трубопровода ($2r$), а эффективная высота, создающая термический напор ЛЕЦ на вертикальном участке, равняется его высоте h . Поскольку обычно

$h > 2r$, то при прочих равных условиях расход ЛЕЦ на вертикальных участках будет, как правило, больше, чем на горизонтальных участках.

На наклонных участках замкнутого контура условия для возникновения ЛЕЦ будут такие же, как и для вертикальных участков с реализацией второго варианта замыкания контура ЛЕЦ (при этом в более верхней половине проходного сечения образуется восходящее течение теплоносителя, а в более нижней – нисходящее (рис. 4)).

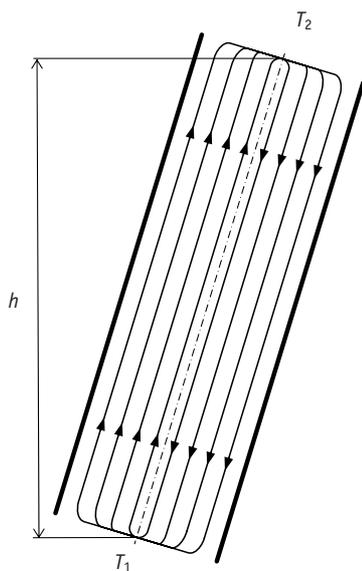


Рис. 4. Контур ЛЕЦ на наклонном участке замкнутого контура ($T_1 > T_2$)

В реальных контурах свободно-конвективные течения теплоносителя в отличие от представленных здесь двумерных схем СКТ будут иметь более сложную трехмерную структуру. Однако для нас представляется важным выявление тех существенных принципиальных особенностей структуры этих СКТ, которые приводят к переносу тепла вдоль контура, и описание механизмов, приводящих к возникновению такого переноса тепла.

Если в замкнутом контуре возникает один контур ОЕЦ, то контуров ЛЕЦ может возникнуть несколько в границах одного замкнутого контура.

Рассмотрим, при каких условиях могут возникать контуры ЛЕЦ в предположении, что ОЕЦ в контуре отсутствует. Для возникновения ЛЕЦ в отличие от ОЕЦ не требуется наличия замкнутого контура циркуляции для теплоносителя и поддержания неразрывного потока теплоносителя в нем. Как показали эксперименты на реакторе БН-350, ЛЕЦ может возникнуть в петлях с разорванным контуром циркуляции теплоносителя.

Для возникновения ЛЕЦ на горизонтальном участке контура достаточно поддерживать разницу температур на его концах. В отличие от горизонтальных участков, для которых единственным необходимым и достаточным условием для возникновения ЛЕЦ является наличие разности температур на краях участка, на вертикальных участках ЛЕЦ возникает только в тех случаях, когда температура теплоносителя на верхнем краю участка меньше температуры теплоносителя на нижнем краю участка ($T_1 < T_2$). В противоположном случае ($T_1 > T_2$) локальное свободно-конвективное течение теплоносителя на вертикальном участке контура не возникает.

Таким образом, если на горизонтальных участках перенос тепла за счет ЛЕЦ может осуществляться в обоих направлениях, то на вертикальных участках перенос тепла посредством ЛЕЦ может осуществляться только в направлении снизу вверх, т.е. вертикальные участки контура обладают диодным эффектом по отношению к ЛЕЦ теплоносителя.

СУПЕРПОЗИЦИЯ РАЗЛИЧНЫХ ФОРМ СВОБОДНО-КОНВЕКТИВНЫХ ТЕЧЕНИЙ

В предыдущем разделе описаны возможные формы СКТ теплоносителя в замкнутом контуре, которые обеспечивают перенос тепла вдоль контура. Анализ механизмов возникновения каждой из этих двух форм СКТ был проведен при условии отсутствия другой формы свободно-конвективного течения теплоносителя, т.е. изолированно друг от друга. В действительности, обе эти формы СКТ будут реализовываться в замкнутом контуре одновременно и определенным образом накладываться друг на друга. Данный раздел посвящен анализу взаимодействия описанных видов СКТ друг с другом и их суперпозиции.

Отметим, что до некоторой степени характер взаимодействия ОЕЦ и ЛЕЦ соответствует режиму смешанного течения, когда свободно-конвективное течение взаимодействует с принудительным течением теплоносителя. В нашем случае в качестве принудительного течения теплоносителя выступает ОЕЦ. Задача усложняется тем обстоятельством, что ОЕЦ соответствует режиму принудительного течения теплоносителя с переменным напором, определяемым существующими обратными связями.

Рассмотрим, каким образом будут влиять друг на друга ОЕЦ и ЛЕЦ на горизонтальном участке контура. Существование определенного расхода ОЕЦ в замкнутом контуре свидетельствует о наличии определенного перепада давления по длине контура, обеспечивающего данный расход ОЕЦ. Пусть на некотором горизонтальном участке контура существующий в контуре расход ОЕЦ обеспечивается перепадом давления $\Delta P = P_1 - P_2 (P_1 > P_2)$.

Рассмотрим вариант (рис. 5а), когда температура теплоносителя, вытекающего из участка T_2 выше, чем температура теплоносителя на входе в участок $T_1 (T_2 > T_1)$. Пусть плотность теплоносителя при температуре T_1 равна ρ_{c1} , а при температуре $T_2 - \rho_{c2}$ ($\rho_{c1} > \rho_{c2}$). С учетом этого имеем (рис. 5а):

$$P_1^t = P_1 - \rho_{c1} \cdot g \cdot r, \quad (10)$$

$$P_1^b = P_1 - \rho_{c1} \cdot g \cdot r, \quad (11)$$

$$P_2^t = P_2 - \rho_{c2} \cdot g \cdot r = P_1 - \Delta P - \rho_{c2} \cdot g \cdot r, \quad (12)$$

$$P_2^b = P_2 + \rho_{c2} \cdot g \cdot r = P_1 - \Delta P + \rho_{c2} \cdot g \cdot r, \quad (13)$$

где P_1^t, P_1^b – давление теплоносителя в верхней и нижней точках поперечного сечения на входе в участок, Па; P_2^t, P_2^b – давление теплоносителя в верхней и нижней точках поперечного сечения на выходе из участка, Па.

В нижней области участка, как и в центральной, направление течения теплоносителя совпадает с направлением ОЕЦ, т.к. $P_1^b > P_2^b$. Для верхней области горизонталь-

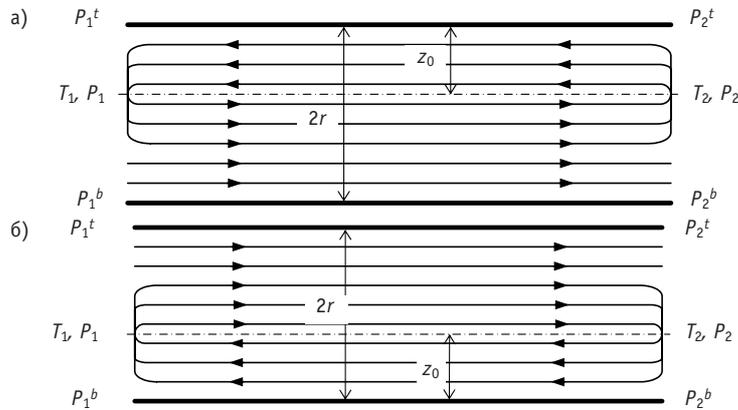


Рис. 5. Суперпозиция ОЕЦ и ЛЕЦ на горизонтальном участке замкнутого контура: а) – $T_1 < T_2$; б) – $T_1 > T_2$

ного участка возможны два варианта. Если $P_1^t > P_2^t$, то по всему поперечному сечению горизонтального участка реализуется расход ОЕЦ (с возможным искажением профиля скорости по поперечному сечению участка, который определяется существующим распределением по высоте давления теплоносителя на краях участка). В случае, если $P_1^t < P_2^t$, в верхней части горизонтального участка возникает течение теплоносителя в направлении, противоположном направлению ОЕЦ (рис. 5а). В итоге это приводит к образованию в верхней области горизонтального участка замкнутого контура ЛЕЦ, который вытесняет поток теплоносителя ОЕЦ в нижнюю часть горизонтального участка. Нижняя высотная отметка возвратного течения теплоносителя в контуре ЛЕЦ находится из условия

$$P_1 - \rho_{c1} \cdot g \cdot (r - z_0) = P_1 - \Delta P - \rho_{c2} \cdot g \cdot (r - z_0),$$

где z_0 – высотная отметка, отсчитываемая вниз от верхней точки поперечного сечения трубопровода.

Получаем, что

$$z_0 = r - \frac{\Delta P}{(\rho_{c1} - \rho_{c2}) \cdot g}. \quad (14)$$

Таким образом, если $z_0 < 0$, на горизонтальном участке реализуется только режим ОЕЦ, в противном случае ($z_0 > 0$) на участке наряду с ОЕЦ возникает ЛЕЦ в верхней области горизонтального участка.

Рассмотрим вариант (рис. 5б), когда температура теплоносителя, вытекающего из участка T_2 ниже, чем температура теплоносителя на входе в участок T_1 ($T_2 < T_1$). Тогда $\rho_{c1} < \rho_{c2}$. Значения давления на краях участка определяются в соответствии с формулами (10)–(13).

В верхней области горизонтального участка, как и в центральной, направление течения теплоносителя совпадает с направлением ОЕЦ, т.к. $P_1^t > P_2^t$. Для нижней части участка возможны два варианта. Если $P_1^b > P_2^b$, то по всему поперечному сечению горизонтального участка реализуется расход ОЕЦ. В случае, если $P_1^b < P_2^b$, в нижней части горизонтального участка возникает течение теплоносителя в направлении, противоположном направлению ОЕЦ (рис. 5б). В итоге это приводит к образованию в нижней области рассматриваемого горизонтального участка замкнутого контура ЛЕЦ, который вытесняет поток теплоносителя ОЕЦ в верхнюю часть горизонтального участка. Верхняя высотная отметка возвратного течения теплоносителя в контуре ЛЕЦ находится так же, как и в предыдущем варианте:

$$P_1 + \rho_{c1} \cdot g \cdot (r - z_0) = P_1 - \Delta P + \rho_{c2} \cdot g \cdot (r - z_0),$$

где z_0 – высотная отметка, отсчитываемая вверх от нижней точки поперечного сечения трубопровода.

Получаем, что

$$z_0 = r - \frac{\Delta P}{(\rho_{c2} - \rho_{c1}) \cdot g} \quad (15)$$

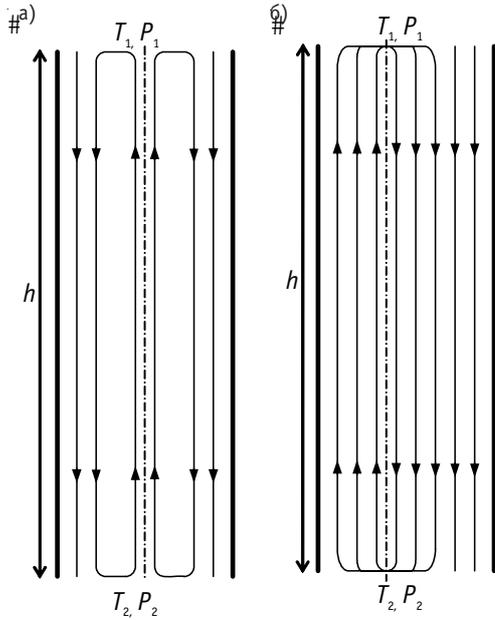


Рис. 6. Суперпозиция ОЕЦ и ЛЕЦ на вертикальном участке замкнутого контура (опускное течение ОЕЦ): а) – вариант 1; б) – вариант 2

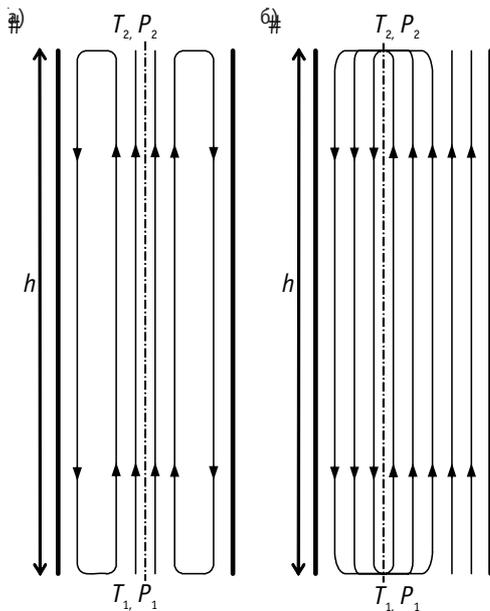


Рис. 7. Суперпозиция ОЕЦ и ЛЕЦ на вертикальном участке замкнутого контура (подъемное течение ОЕЦ): а) – вариант 1; б) – вариант 2

Как и в предыдущем случае, если $z_0 < 0$, на горизонтальном участке реализуется только режим ОЕЦ, в противном случае ($z_0 > 0$) на участке наряду с ОЕЦ возникает ЛЕЦ в нижней части горизонтального участка.

Перейдем к рассмотрению взаимодействия ОЕЦ и ЛЕЦ на вертикальном участке контура. При определенном, не равном нулю расходе ОЕЦ в замкнутом контуре, на рассматриваемом вертикальном участке реализуется перепад давления, который обеспечивает данный расход ОЕЦ в пределах этого вертикального участка. Пусть этот перепад давления равен $\Delta P = P_1 - P_2$, где P_1 – давление теплоносителя на входе в вертикальный участок (по направлению расхода ОЕЦ), а P_2 – соответственно давление теплоносителя на выходе из вертикального участка.

Рассмотрим вначале вариант с опускным направлением ОЕЦ на участке (рис. 6). В этом случае $P_1 + \rho_c \cdot g \cdot h > P_2$, где ρ_c – плотность теплоносителя на участке. Пусть температура теплоносителя на входе в участок T_1 , а на выходе из участка T_2 ($T_1 < T_2$); средняя плотность теплоносителя на опускном участке локального контура составляет ρ_{c1} , а на подъемном – ρ_{c2} ($\rho_{c1} > \rho_{c2}$). Выполнение неравенства $P_1 + \rho_{c2} \cdot g \cdot h < P_2$ является условием для существования подъемного течения теплоносителя на участке и соответственно возникновения контура ЛЕЦ (рис. 6а – вариант 1, рис. 6б – вариант 2). В случае, если $P_1 + \rho_{c2} \cdot g \cdot h > P_2$, то это означает, что по всему поперечному сечению вертикального участка существует только опускное течение ОЕЦ.

Рассмотрим теперь вариант с подъемным направлением ОЕЦ на участке (рис. 7).

Для этого случая $P_1 > P_2 + \rho_c \cdot g \cdot h$. Температура теплоносителя на входе в участ-

ток T_1 выше температуры на выходе из участка T_2 ($T_1 > T_2$). Пусть средняя плотность теплоносителя на опускном участке локального контура составляет ρ_{c2} , а на подъемном – ρ_{c1} ($\rho_{c1} < \rho_{c2}$). Вы-полнение неравенства $P_1 < P_2 + \rho_{c2} \cdot g \cdot h$ является условием для существования опускного течения теплоносителя на участке и соответственно возникновения на этом участке контура ЛЕЦ (рис. 7а – вариант 1, рис. 7б – вариант 2). Выполнение условия $P_1 > P_2 + \rho_{c2} \cdot g \cdot h$ означает, что по всему поперечному сечению вертикального участка существует только подъемное течение ОЕЦ.

Проведенное исследование характера суперпозиции ОЕЦ и ЛЕЦ показывает, что в случае реализации обеих форм СКТ в замкнутом теплоотводящем контуре одномерное представление температурного поля теплоносителя по длине контура не позволяет точно описать возникающий режим ЕЦ. Для корректного описания таких режимов ЕЦ необходимо учитывать возникающую стратификацию температуры теплоносителя по проходному сечению контура.

В данной работе не рассматривались вопросы взаимодействия друг с другом контуров ЛЕЦ, возникающих на соседних участках, влияния параметров теплоотводящего контура и его конфигурации на протяженность контуров ЛЕЦ и их количество, также не ставилась задача выявления детальной структуры течения теплоносителя в возникающих контурах ЕЦ. Рассмотрение этих вопросов требует отдельного исследования.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполненный в данной работе анализ возможных форм СКТ теплоносителя в замкнутом теплоотводящем контуре показал, что наряду с общекартурной ЕЦ теплоносителя могут возникать локальные контуры ЕЦ.

Исследованы механизмы возникновения контуров ЛЕЦ на различных участках теплоотводящего контура (горизонтальный, вертикальный, наклонный) и их суперпозиции с ОЕЦ. Сформулированы критерии возникновения ЛЕЦ теплоносителя в условиях ОЕЦ как на горизонтальных, так и вертикальных участках контура.

Показано, что традиционное моделирование режимов ЕЦ в виде ОЕЦ верно лишь в отдельных случаях. В общем случае наряду с ОЕЦ должна учитываться и ЛЕЦ теплоносителя.

Требуют дальнейшего изучения вопросы взаимодействия между собой соседних контуров ЛЕЦ и определения факторов, влияющих на количество контуров ЛЕЦ, их протяженность на различных участках замкнутого контура.

Литература

1. Уолтер А., Рейнольдс А. Реакторы-размножители на быстрых нейтронах (пер. с англ.). – М.: Энергоатомиздат, 1986.
2. Митенков Ф.М., Моторов Б.И., Моторова Э.А. Устойчивость естественного теплопереноса. – М.: Атомиздат, 1976.
3. Митенков Ф.М. и др. Инженерные методы анализа режимов с естественной циркуляцией в установках типа БН//Атомная энергия. – 1987. – Т. 62. – Вып. 3. – С. 147-152.
4. Gregory C.V. Passive and Engineered Safety Features of the Prototype Fast Reactor (PFR), Dounreay/Proc. of the IAEA Specialists Meeting on Passive and Active Safety Features of LMFBRs (Osaka, Japan, Nov. 1991). – P. 60-63.
5. Гебхарт Б., Джалурия Й., Махаджан Р.Л., Саммакия Б. Свободноконвективные течения, тепло- и массообмен (в 2-х кн.) (пер. с англ.). – М.: Мир, 1991.

Поступила в редакцию 23.01.2007

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ, СОПРОВОЖДАЮЩИХ АВАРИЙНОЕ ПОСТУПЛЕНИЕ ОРГАНИЧЕСКИХ СОЕДИНЕНИЙ (МАСЕЛ) В СВИНЕЦ-ВИСМУТОВЫЙ И СВИНЦОВЫЙ ТЕПЛОНОСИТЕЛИ

А.В. Безносков, И.В. Каратушина

Нижегородский государственный технический университет, г. Н.Новгород



Приводятся результаты экспериментальных и расчетно-теоретических исследований процессов, сопровождающих аварийное поступление органических соединений – масел из системы торцевого уплотнения вала и подшипников циркуляционных насосов энергетических контуров со свинец-висмутовым и свинцовым теплоносителями реакторов деления ядер, термоядерных реакторов и ускорительно-управляемых систем. Исследовались процессы термического разложения веретенного и вакуумного масел в контакте со свинец-висмутовым теплоносителем, в контакте со «шлаками» (оксидами) на свободной поверхности теплоносителя и возможность удержания продуктов пиролиза масла на «горячих» поверхностях циркуляционного контура, а также их влияние на работоспособность оксидных защитных и электроизолирующих покрытий на внутренних поверхностях контура, на характеристики сталей этих поверхностей. Исследования проводились применительно к рабочему диапазону температур 350–550°C энергетических контуров в статических условиях и в циркуляционных изотермических стендах.

ВВЕДЕНИЕ

Концепции применения свинец-висмутового и свинцового теплоносителей в энергетических контурах реакторов деления ядер на быстрых нейтронах, контурах отвода тепла от blankets реакторов синтеза легких ядер и мишенных контурах ускорительно-управляемых систем инициируют исследования возможности аварийных ситуаций и обеспечения безопасности установок при таких авариях. Аварии с поступлением масла из соответствующих элементов главных циркуляционных насосов имели место в контурах, охлаждаемых эвтектикой свинец-висмут (стенд 27/ВТ-5) транспортных реакторных установок. При использовании в контурах перспективных установок со свинцом или эвтектикой свинец-висмут насосов с масляными уплотнениями вала, герметизирующими газовую систему защитного газа от атмосферы, должна исследоваться рассматриваемая аварийная ситу-

ация. Возможно также поступление консистентной смазки подшипниковых узлов насосов в контур с жидкометаллическими теплоносителями.

Органические масла, которые могут быть использованы в контуре с тяжелым жидкометаллическим теплоносителем (ТЖМТ), являются продуктами, содержащими нафталановые, парафиновые, ацетиленовые, ароматические углеводороды, состав которых в значительной степени, зависит от состава исходной нефти.

Масло, поступаая на свободную поверхность ТЖМТ или в объем циркулирующего теплоносителя, термически разлагается. Продуктами термического разложения могут быть водород, легкие и тяжелые углеводороды, а также твердые углеродо-содержащие продукты.

РАСЧЕТНО-ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ

Авторами проведен анализ соответствующих процессов. Постулировалось, что при поступлении масла в теплоноситель на основе свинца образуется многокомпонентная система, основными компонентами которой являются водород (H_2), метан (CH_4) и углерод (C) как конечный нелетучий продукт термического разложения масла. Газообразные (H_2 , CH_4) и парообразные (C_nH_m) продукты будут выходить в объем системы защитного газа с возможным последующим удалением из контура. Поэтому при термодинамическом анализе рассматривался случай взаимодействия конечного продукта пиролиза – углерода с примесью кислорода в ТЖМТ. Задачей исследования являлось получение ответа на следующие вопросы:

- как скажется наличие примеси углерода в контуре на состояние и работоспособность оксидных защитных и электроизолирующих покрытий;
- возможны ли в условиях контура реакции взаимодействия углерода с водородом, находящимся в виде примеси в защитном газе или в составе газовой смеси при технологических обработках контура?

На границе раздела ТЖМТ – защитный газ возможны реакции взаимодействия углерода с двуокисью углерода и водородом (рис. 1). Реакция взаимодействия

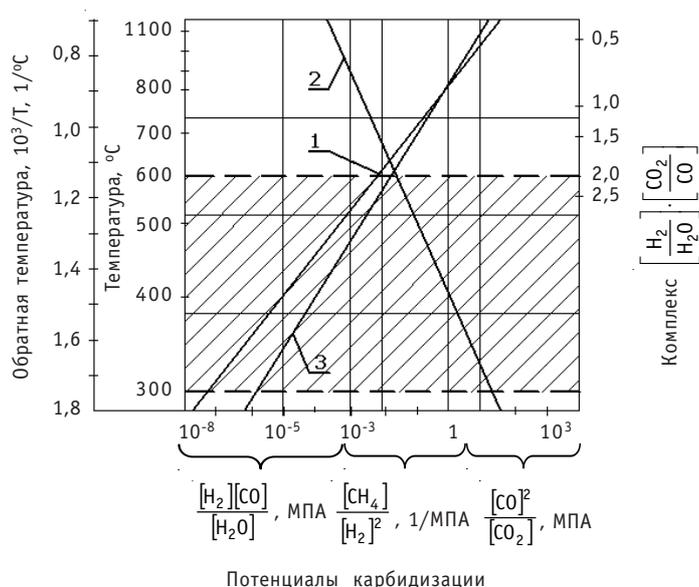


Рис. 1. Температурные зависимости реакций примесей в защитном газе со свободным углеродом (на свободной поверхности ТЖМТ): 1 – реакция $CO_2 + C \rightleftharpoons 2CO$; 2 – реакция $2H_2 + C \rightleftharpoons CH_4$; 3 – реакция $H_2O + C \rightleftharpoons H_2 + CO$; – область рабочих температур

углерода с водородом с образованием метана более вероятно, чем обратная реакция. В рабочем диапазоне температур «выжигание» углерода диоксидом углерода невозможно. На свободной поверхности теплоносителя углерод в виде графита (сажи) может образовываться при условии, что в контуре ТЖМТ образуется СО, что мало вероятно.

В системе защитного газа восстановление оксида углерода водородом может привести к образованию мелкодисперсной фазы сажи и к высаживанию ее на поверхностях трубопроводов и оборудования. Количество сажи зависит от общего количества продуктов разложения и от соотношения парциальных давлений водорода и оксида углерода. «Выжигание» углерода водородом в объеме теплоносителя и на поверхностях контура возможно, но эффективно этот процесс будет происходить при температуре около 500°C (в «горячих» участках контура).

Контакт примеси масла и продуктов его пиролиза, поступающих в пристенный слой ТЖМТ – стенка со сталями осуществляется через оксидные защитные и электроизолирующие покрытия на поверхностях конструкционных материалов и слой возможных отложений частиц примесей. Термодинамический анализ взаимодействия продуктов пиролиза масла – водорода, оксида углерода и углерода в твердой фазе (на свободных поверхностях) или углерода на линии насыщения (в объеме теплоносителя) проводился в предположении, что основой указанного покрытия являются соединения железа (Fe_3O_4), хрома (Cr_2O_3) и никеля (NiO). Получено, что в случаях поступления свободного углерода в пристенный слой, характеристики покрытий будут ухудшаться. Последнее происходит за счет восстановления покрытий, в том числе при технологических обработках с контактом углерода и пузырькой с увлажненными водородосодержащими смесями.

Термодинамический анализ системы углерод – растворенные в ТЖМТ примеси конструкционных материалов показал следующее: при контакте свинца или эвтектики свинец-висмут с перлитными, аустенитными и ферритно-мартенситными хромо-никелевыми сталями в присутствии продуктов пиролиза масел в диапазоне рабочих температур возможна карбидизация никеля и при более высоких температурах – железа. При наличии в системе углерода и кислорода для железа и хрома определяющими будут процессы их оксидирования, а для никеля – процесс карбидизации.

В целом, проведенные термодинамические оценки позволяют сделать вывод о том, что поступление масла в реальный контур ТЖМТ не приведет к заметному ухудшению работоспособности оксидных защитных и электроизолирующих покрытий на поверхностях конструкционных материалов. Углерод, образующийся на свободных поверхностях в результате взаимодействия с водородом, образует метан, выводимый в последующем из газовой системы.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ УСТАНОВКИ И МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

В Нижегородском государственном техническом университете были проведены экспериментальные исследования процессов, сопровождающих поступление масла в контур со свинцовым и свинец-висмутовым теплоносителями.

Целью экспериментов являлось

- определение кинетических характеристик разложения масла и выхода газопарообразных продуктов пиролиза в контакте с «чистой» поверхностью ТЖМТ и с поверхностью, покрытой шлаками – оксидами теплоносителя;
- определение возможности удержания продуктов пиролиза масла (образования отложений) на «горячих» поверхностях конструкционных материалов цирку-

ляционного контура с ТЖМТ и соответственно возрастания величины контактного термического сопротивления;

- исследование влияния контакта сформированных оксидных защитных и электроизолирующих покрытий на сталях с продуктами пиролиза масла в циркуляционном контуре и при барботаже на характеристики покрытий.

В процессе испытаний использовались

- масла – веретенное типа АУ и вакуумное типа ВМ;
 - жидкие металлы – эвтектика свинец-висмут и свинец, оксиды этих металлов.
- Диапазон температур в зоне контакта сред – 220–450°С.

Исследовались процессы пиролиза масла на свободных поверхностях ТЖМТ, в его объеме и в пристенном слое ТЖМТ – конструкционный материал.

Стенд (ФТ-М1) для проведения статических испытаний представлял собой нагревательную емкость с средством контроля температуры в зоне контакта сред, устройством подачи масла. Газо- и парообразные продукты поступали в конденсатор и конденсатосборник. Объем масла, вводимого в емкость, составлял

- для подачи на поверхность свинца 50 мл;
- для подачи на поверхность эвтектики свинец-висмут 50 мл.

Исследовались характеристики процесса пиролиза масла в диапазоне температур 80–450°С при подаче его в нагревательную емкость из хромоникелевой стали (в отсутствии ТЖМТ), при наличии в емкости «чистых» свинца и эвтектики с очищенными от шлаков свободными поверхностями, а также при поверхностном контакте со свинец-висмутовым и свинцовым теплоносителями, покрытых слоем этих оксидов.

Стенд ФТ-М2 (рис. 2) для проведения испытаний при барботаже продуктов пиролиза масла через объем ТЖМТ включал в себя:

- чехловую трубу с имитатором ТВС, погруженную под уровень ТЖМТ;
- емкость приготовления продуктов разложения масла;
- дозатор масла;
- систему газа;
- трубопроводы и арматуру;

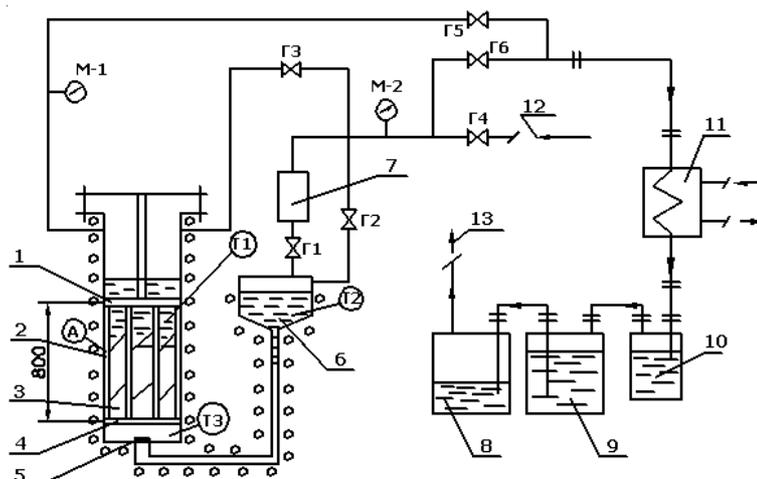


Рис. 2. Схема стенда с барботажом продуктов пиролиза масел через объем ТЖМТ: 1 – решетка верхняя; 2 – труба чехловая; 3 – имитатор ТВС; 4 – решетка нижняя; 5 – сопло раздающее; 6 – емкость приготовления продуктов разложения; 7 – дозатор; 8 – емкость мерная; 9 – емкость вытеснительная; 10 – конденсатосборник; 11 – конденсатор; 12 – газ от редуктора; 13 – сброс газа в газовую систему

- систему контроля продуктов разложения масла, включающую теплообменник, конденсатосборник, вытеснительную емкость.

Имитатор ТВС, устанавливаемый в чехловую трубу, монтировался из семи заглушенных с торцов оболочек из ферритно-мартенситной стали со сформированными оксидными покрытиями. Высота имитатора ТВС ~ 0,8 м, ориентация оси – вертикальная. Дистанционирование оболочек осуществлялось с использованием перфорированных дистанционных решеток.

Методика проведения эксперимента заключалась в следующем. Производилось заполнение дозатора маслом объемом ~ 0,3 дм³ и перекачивание аргоном дозы масла в емкость приготовления масла, температура в которой поддерживается 300–330°C. Через ~ 48 ч газо- и парообразные продукты разложения масла сбрасываются в систему их контроля. Оставшийся в емкости объем не разложившихся продуктов аргоном перекачивается через сопло под нижнюю решетку имитатора ТВС. Операции ввода масла в дозатор и последующие повторяются дважды через 24 ч. Стенд расхлаживается, производится его ревизия, образцы оболочек передаются на анализ.

Стенд для проведения испытаний с вводом продуктов пиролиза масла в объем циркулирующего ТЖМТ (ФТ-1МЗ) был смонтирован на основе базового стенда ФТ-1. Стенд ФТ-1МЗ включал

- систему приготовления и заполнения циркуляционного контура эвтектикой свинец-висмут;
- циркуляционный контур с центробежным электронасосом, буферной емкостью, мерным баком, трубопроводы, арматуру;
- систему защитного газа;
- систему охлаждения;
- систему электроснабжения;
- систему управления;
- систему сбора и обработки информации.

Экспериментальный участок включал

- описанную выше чехловую трубу с имитатором ТВС (рис. 2);
- емкость приготовления продуктов разложения масла;
- систему контроля продуктов разложения масла;
- датчик контроля термодинамической активности кислорода в эвтектике поставки ГНЦ РФ-ФЭИ.

Методика проведения экспериментов заключалась в следующем. Вводился в действие циркуляционный насос и осуществлялась циркуляция эвтектики свинец-висмут при температуре 300°C через чехловую трубу с имитатором ТВС со средней скоростью 0,5–1,0 м/с. Емкость приготовления продуктов разложения масла разогревалась до 300°C и заполнялась порциями по 0,4–0,6 дм³ масла ВМ-4. Производилась выдержка около 2 ч, после чего продукты пиролиза масла вводились в поток циркулирующего теплоносителя при помощи эжектора. Операции подачи порций масла повторялись до ввода продуктов разложения всего объема масла в масляном бачке (2 дм³) в циркулирующий теплоноситель. Сброс газо- парообразных продуктов разложения масла осуществлялся через коллектор низкого давления системы газа в систему контроля продуктов разложения масла. Производилась временная выдержка до стабилизации выхода продуктов разложения масла, после этого температура циркулирующей в контуре эвтектики устанавливалась 400°C. Производилась временная выдержка до стабилизации выхода продуктов разложения масла. После окончания испытаний стенд расхлаживался, проводилась ревизия стенда, образцы оболочек твэлов имитатора ТВС передавались на анализ.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

Кинетические характеристики разложения масла в контакте с ТЖМТ

Исследования процесса разложения веретенного и вакуумного масел в контакте в поверхность нагревательной емкости из хромоникелевой стали 08Х18Н10Т в диапазоне температур 80–450°C показали следующее.

Газообразными продуктами пиролиза масел являются смесь водорода, метана и других не идентифицированных летучих продуктов, суммарным объемом 69% для масла ВМ-4 и 59% для масла АУ.

Доля продуктов, конденсирующихся при нормальных условиях, составила 20 и 32% соответственно.

Доля твердой фазы – спеченных частиц (кокса) составила 10 и 9% соответственно. Баланс по массе исходных и конечных продуктов удалось свести с максимальной погрешностью 20%.

На рис. 3 и 4 приведены температурно-временные зависимости выхода газообразных продуктов и конденсата при пиролизе турбинного масла и зависимости нормированного выхода объема этих продуктов к суммарному объему газа и конденсата.

Процессы разложения турбинного и вакуумного масел – аналогичны. Температура разложения этих масел по газу составляет 240°C для масла ВМ-4 и 320°C – для веретенного масла; температура, при которой начинается интенсивное выделение конденсата – 380°C. Существенного влияния на характер разложения масел контакт со свободной поверхностью свинца и эвтектикой свинец-висмут не зафиксировано (рис. 3 и 4). Температура пиролиза масел в контакте с эвтектикой и свинцом, при которой начинается интенсивное выделение газа, составляет для масла ВМ-4 – 300°C, для АУ – 320°C, интенсивное выделение конденсата – 380 и 400°C соответственно. Скорость разложения масел в контакте с ТЖМТ при прочих равных условиях несколько выше, чем без такого контакта.

Исследования разложения веретенного масла в эвтектике свинец-висмут с использованием акустического зондового датчика Д-001 (конструкции НГТУ) показали следующее (рис. 5). Дискретное увеличение температуры до 370°C приводит к полному прекращению акустического контакта между волноводами вследствие

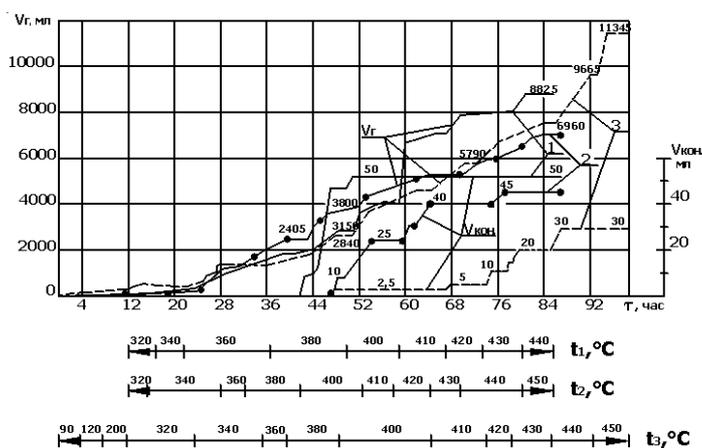


Рис. 3. Выход газообразных продуктов и конденсата при пиролизе турбинного масла: 1, t_1 – пиролиз масла АУ; 2, t_2 – пиролиз масла АУ при контакте с ТЖМТ; 3, t_3 – пиролиз масла АУ при контакте с ТЖМТ и его оксидами

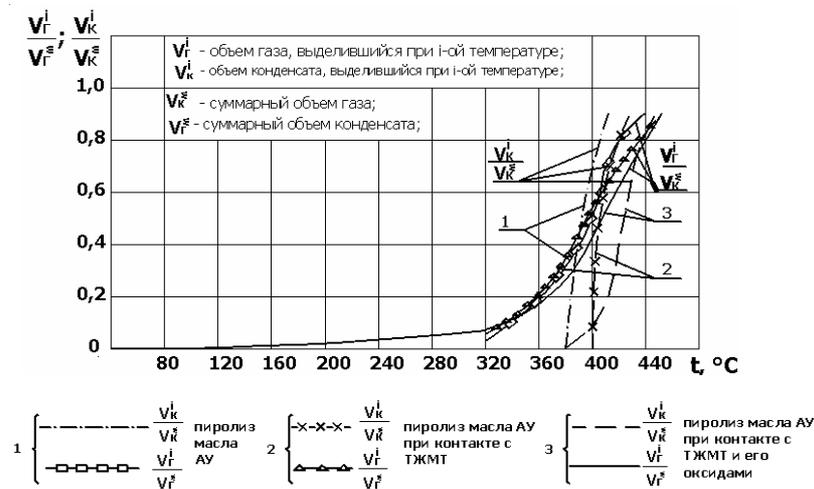


Рис. 4. Нормированный выход газообразных продуктов и конденсата при пиролизе турбинного масла

выгорания масла с 1 ч при температуре 340°C до 7 мин при 370°C в атмосфере водорода над свободным уровнем ТЖМТ и от 1,5 ч при 310°C до 7 мин при 350°C в атмосфере аргона. При температурах больших 380°C масло, находящееся в зазоре между волноводами $\delta=1,0$ мм, погруженными в ТЖМТ, испаряется практически мгновенно (за время погружения).

Процессы термического разложения масел, подаваемых на свободную поверхность свинца и эвтектики свинец-висмут, покрытую слоем твердой фазы их оксидов толщиной от долей до нескольких миллиметров принципиально не отличается от аналогичных процессов при «чистой» поверхности ТЖМТ. Зафиксирована разница в значениях пороговой температуры образования газообразных продуктов пиролиза (рис. 2 и 3). Без контакта с ТЖМТ указанная величина для масла ВМ-4 и АУ составляет 300 и 320°C соответственно. При контакте с поверхностью ТЖМТ,

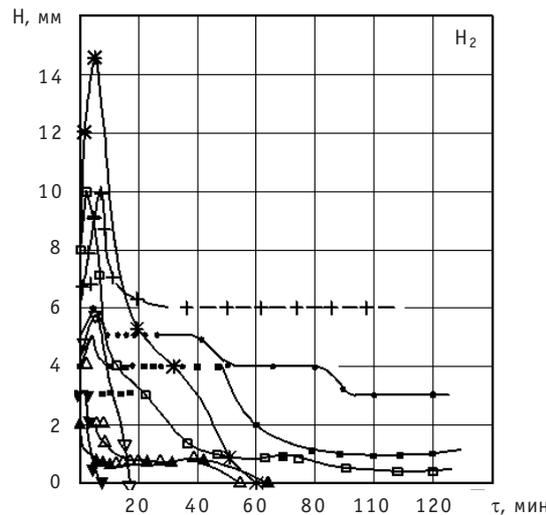


Рис. 5. Изменение амплитуды сигнала ультразвукового датчика при выгорании капли веретенного масла между его волноводами (над свободной поверхностью ТЖМТ – водород): + – $t = 250^\circ\text{C}$; ● – $t = 280^\circ\text{C}$; □ – $t = 310^\circ\text{C}$; ■ – $t = 310^\circ\text{C}$; △ – $\Delta t = 340^\circ\text{C}$; ▲ – $t = 340^\circ\text{C}$; ▽ – $t = 370^\circ\text{C}$; ▼ – $t = 370^\circ\text{C}$; * – $t = 350^\circ\text{C}$

покрытой их оксидами, она составила 220 и 200°C соответственно. При взаимодействии масел с оксидами при прочих равных условиях выделяется заметно большее количество газо- и парообразных продуктов разложения, вероятно, за счет более интенсивного процесса пиролиза и за счет восстановления оксидов. Количество выделившегося конденсата в этих случаях было меньше, чем при подаче масла на «чистую» поверхность ТЖМТ.

Зафиксировано интенсивное восстановление оксидов свинца и эвтектики свинец-висмут (очистка поверхности от шлаков) при подаче масла на поверхность. Это делает возможным использование масла в качестве среды для очистки ТЖМТ от их оксидов.

Барботаж продуктов пиролиза масел при их подаче под имитатор ТВС, заглубленный в ТЖМТ

В процессе испытаний отмечалось влияние процесса барботажа продуктов разложения масел на показания датчиков термодинамической активности кислорода в ТЖМТ (рис. 6).

До моментов подачи продуктов пиролиза масла в контур значения термодинамической активности кислорода в эвтектике составляли $a = 10^{-1} - 10^0$. В процессе первой серии барботажа они уменьшились до $a \sim 10^{-5}$. Незначительное кратковременное увеличение этой величины в конце процесса барботажа объясняется продувкой объема аргоном, содержащим примесь кислорода. Далее система переходила в стабильное состояние при $a \sim 10^{-1}$. Раскисление теплоносителя за счет

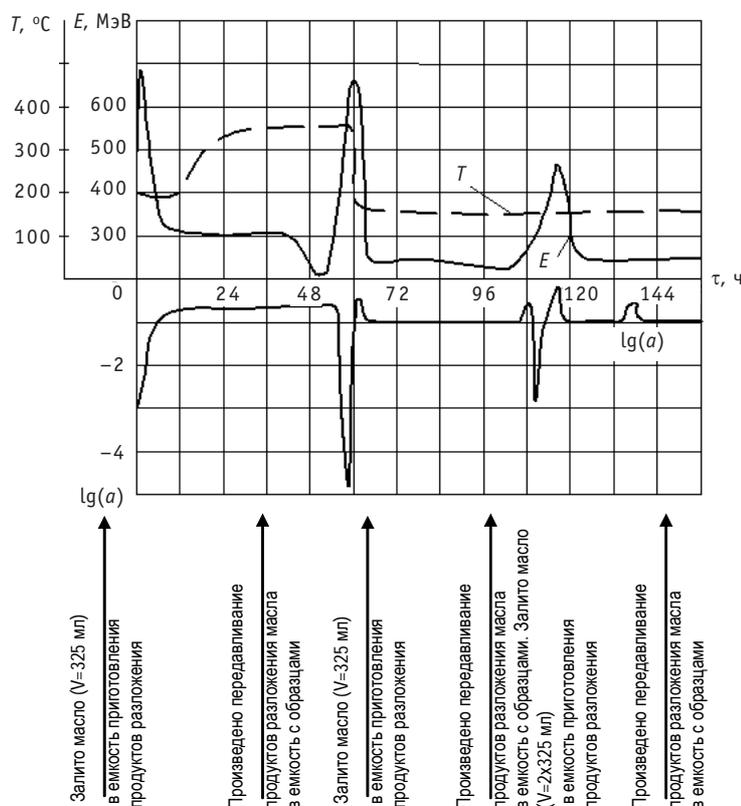


Рис. 6. Зависимости $E = f(\tau)$ и $a = f(\tau)$ в процессе и после барботажа продуктов разложения масла ВМ-4 через слой ТЖМТ в объеме ТВС

продуктов разложения масла, находящегося над свободным уровнем ТЖМТ не фиксируется. Этот факт можно объяснить отсутствием обмена теплоносителя в затесненных каналах имитатора ТВС. Последующие серии барботажа показывали аналогичные результаты с кратковременным раскислением теплоносителя в районе установки датчика контроля кислорода и к незначительному раскислению всего объема жидкого металла. Последнее объясняется низкой температурой (300–320°C) ТЖМТ в процессе испытаний. В газовой системе контура после серий подач масла наблюдалось увеличение давления газа за счет образования газообразных продуктов разложения со средним темпом около 0,02 ндм³/ч при средней температуре 330°C. Во время ревизии стенда после окончания экспериментов из чехловой трубы было слито около 5 дм³ неразложившегося продукта пиролиза масла. На поверхностях конденсатора стенда и на внутренних поверхностях трубопроводов и оборудования системы газа обнаружен конденсат продуктов разложения.

Подача продуктов разложения масла ВМ-4 в циркулирующую в разветвленном контуре эвтектику свинец-висмут

В процессе и после ввода в циркулирующий через проточную часть эжектора теплоноситель в газовой системе стенда происходит увеличение давления за счет поступающих газо- и парообразных продуктов разложения масла.

После подачи продуктов разложения масла в теплоноситель с температурой около 300°C показания датчиков содержания кислорода в ТЖМТ находились в диапазоне 10^{-4} – 10^3 и практически не изменились. При дальнейшем увеличении температуры циркулирующей эвтектики фиксируется раскисление теплоносителя и увеличение давления в системе газа вследствие поступления в нее продуктов разложения масла.

Ревизия контура показала наличие жидких продуктов разложения масла ВМ-4 и конденсата воды как в элементах газовой системы, так и в верхних застойных участках сборок нагревателя и чехловой трубы контура циркуляции эвтектического сплава свинец-висмут. Результаты визуального осмотра поверхностей оболочек элементов имитатора ТВС показали, что по всей высоте всех семи оболочек не зафиксировано отличие состояния поверхности от исходного. Отложений шлаков или продуктов разложения масла ни на поверхностях оболочек, ни в зазорах между ними, ни в дистанционирующих решетках не обнаружено.

Результаты рентгенофазового анализа оксидных защитных и электроизолирующих покрытий на образцах, вырезанных из различных по высоте участков элементов ТВС после испытаний на барботажном и циркуляционном стенде, показывают следующее.

Таблица 1

Место вырезки образца на анализ	Фазовый состав (в порядке понижения интенсивности линий)	
	Барботажный стенд ФТ-М2	Циркуляционный стенд ФТ-1М3
Эталон (исходное состояние)	Me ₃ O ₄ , Bi, основа (α -фаза), феррит свинца (очень, очень слабо)	Me ₃ O ₄ , Bi
Нижний участок	Pb-Bi, основа (α -фаза), Me ₂ O ₃ (ближе к Cr ₂ O ₃), Me ₃ O ₄ (очень, очень слабо) + неизвестная фаза (идентифицировать не удалось)	Pb, Bi, Me ₂ O ₃ (ближе к Cr ₂ O ₃), Me ₃ O ₄ (следы), следы шпинели
Средняя часть	Pb-Bi, Me ₃ O ₄ , Me ₂ O ₃ (ближе к Cr ₂ O ₃), основа (α -фаза), PbO (очень, очень слабо)	Bi, Me ₃ O ₄ , Me ₂ O ₃ (ближе к Cr ₂ O ₃)
Верхний участок	Pb-Bi, Me ₃ O ₄ , PbO (слабо), Me ₂ O ₃ (ближе к Cr ₂ O ₃), основа (α -фаза)	Pb, Bi, Me ₃ O ₄ , PbO, шпинель

Рентгенофазовый анализ покрытий на образцах, выполненный на аппарате ДРОН, после испытаний в составе барботажного и циркуляционного стендов не показал наличия углерода в покрытиях. Анализ показывает, что по высоте образца, начиная снизу, в оксидном покрытии фиксируется перестройка фазы Me_3O_4 в фазу Me_2O_3 (ближе к Cr_2O_3). Контакт с продуктами пиролиза масла несколько улучшает характеристики покрытия, повышая его стойкость.

По результатам металлографических анализов образцов до и после испытаний заметных различий в материале образцов не обнаружено. Результаты ревизии стендов после испытаний не показали коррозионных повреждений стали 08X18H10T при температуре до 400°C.

На указанных стендах выполнялись операции по очистке свободных поверхностей и объемов над свободным уровнем ТЖМТ с температурой до 330°C от термически не разложившихся продуктов пиролиза вакуумного и турбинного масел парами воды и этилового спирта. Испытания показали принципиальную возможность очистки этими средами. Эффективность очистки этими способами значительно меньше, чем термическое разложение жидкой фазы продуктов. При увеличении температуры на 50–70°C жидкая фаза практически полностью переходит в газо-парообразную фазу и выходит в объем газовой системы контура.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенный термодинамический анализ процессов взаимодействия продуктов разложения масла с теплоносителем на основе свинца показал, что попадание масла в контур с ТЖМТ не приведет к заметному ухудшению работоспособности электроизолирующих и защитных оксидных покрытий на поверхностях конструкционных материалов, а образующийся при этом на свободных поверхностях среды углерод будет выжигаться водородом с образованием метана и последующим выводом его из газовой системы.

Эксперименты по определению кинетических характеристик разложения масел (вакуумного ВМ-4 и веретенного АУ ГОСТ 1642-75) при контакте с ТЖМТ показали, что разложение масел происходит с образованием водорода, летучих газообразных (60–70%) и конденсирующихся при нормальных условиях (20–30%) продуктов, а также незначительного количества (около 10%) спеченных твердых частиц (кокса).

Зафиксировано интенсивное восстановление оксидов свинца и эвтектики свинец-висмут (очистка поверхности от шлаков) при подаче масла на поверхность.

По результатам металлографических анализов образцов до и после испытаний на статических и циркуляционных стендах заметных различий в материале образцов не обнаружено. Результаты ревизии стендов после испытаний не показали коррозионных повреждений стали 08X18H10T при температуре до 400°C.

Предложены и исследованы способы очистки ТЖМТ от масла и продуктов его разложения.

Результаты проведенных исследований могут быть использованы при разработке проектной и эксплуатационной документации энергетических контуров с эвтектикой свинец-висмут и со свинцом.

Поступила в редакцию 13.12.2006

РЕЗУЛЬТАТЫ ОДНОВРЕМЕННОГО РАСТВОРЕНИЯ UO_2 И ZrO_2 РАСПЛАВЛЕННЫМ ЦИРКАЛОЕМ

А.М. Святкин, В.В. Тихомиров, В.В. Яковлев, В.П. Смирнов
ГНЦ РФ НИИАР, г. Димитровград



На основе экспериментальных исследований, проведенных в НИИАР, оценены скорости растворения ZrO_2 и UO_2 расплавленным циркалоем при температурах 2100 и 2200°C. Разработана высокотемпературная установка для испытания образцов, проведены эксперименты и посттестовые исследования полученных композиций. Экспериментальные данные и расчетные данные кода СВЕЧА, представляющего модель деградации твэла водоохлаждаемого реактора при тяжелых авариях, не противоречат друг другу.

ВВЕДЕНИЕ

Для аварий с тяжелым повреждением топлива в реакторах с водяным охлаждением при потере теплоносителя характерно образование и стекание расплава конструктивных элементов ТВС [1]. Экспериментальная программа CORA позволила верифицировать интегральные расчетные коды, моделирующие поведение топлива легководных реакторов в условиях недостаточного охлаждения до начала плавления [2]. Однако кинетика взаимодействия материалов ТВС при более высоких температурах требует дополнительного экспериментального обоснования.

При потере теплоносителя в реакторах с водяным охлаждением происходит перегрев топлива, что становится причиной кипения остаточной воды и образования в топливной сборке пара. Этот процесс стимулирует интенсивное окисление внешней поверхности циркониевой оболочки твэла, образование слоя ZrO_2 . Дальнейший рост температуры вызывает плавление металлической части оболочки и взаимодействие расплава с наружным слоем ZrO_2 и топливной таблеткой UO_2 . Слой ZrO_2 представляет собой защитный чехол, препятствующий стеканию металлического расплава (U, Zr, O) вниз по поверхности оболочки. Таким образом, для расчетного моделирования поведения расплава важно определение условий разрушения слоя ZrO_2 в результате взаимодействия с жидким материалом оболочки в присутствии UO_2 .

В данной работе представлены экспериментальные результаты исследования кинетики одновременного растворения ZrO_2 и UO_2 расплавом необлученной оболочки при температуре 2100 и 2200°C.

Цель работы – оценка скорости растворения ZrO_2 и UO_2 жидким расплавом оболочки при совместных высокотемпературных испытаниях.

Основной задачей исследования является получение новой информации о процессе растворения UO_2 и ZrO_2 расплавленным циркалоем, ранее изучавшегося в

FZK (Германия) [3] и AECL (Канада) [4] в рамках 4-й Европейской рабочей программы проекта СІТ. Результаты, полученные в этих организациях, показали, что кинетика одновременного растворения не может быть представлена как простая суперпозиция процессов растворения UO_2 -Zry, ZrO_2 -Zry. На этой стадии исследований было показано, что не происходит растворения ZrO_2 жидким циркалом при температуре 2000°C.

Для расширения базы экспериментальных данных, необходимых для создания расчетных программ, моделирующих эти процессы в реальных твэлах, в НИИАР проведено 14 экспериментов по одновременному растворению UO_2 и ZrO_2 расплавленным циркалом и выполнены посттестовые исследования в рамках 5-й Европейской рабочей программы международного проекта COLOSS. Работы проведены по контракту №18014-2001-06 F1SC ISP RU между НИИАР и JRC ISPRA (Италия).

В результате исследований после испытаний определены скорости растворения ZrO_2 и UO_2 жидким циркалом в определенной геометрии при температуре 2100 и 2200°C, которые вошли в экспериментальный массив данных, используемых в расчетном коде СВЕЧА, описывающем деградацию твэла.

Улучшенные модели совместного растворения ZrO_2 и UO_2 будут использованы в различных европейских кодах по тяжелым авариям, например, ICARE/CATHARE, и учтены на конечной стадии проекта COLOSS при пересмотре расчетов по АЭС ТМІ-2.

ПРОГРАММА РАБОТ

В экспериментах осуществлено растворение цилиндрического тигля из UO_2 (высота ~ 27,8 мм, диаметр ~ 26,5 мм, толщина стенки ~ 5 мм) и стержня из ZrO_2 (высота ~ 23,0 мм, диаметр ~ 8,0 мм), коаксиально расположенного внутри тигля, расплавленным циркалом, находящимся между UO_2 и ZrO_2 (рис. 1а). Проведены калибровочные эксперименты без установки в центральную часть UO_2 -тигля стержня из ZrO_2 (рис. 1б) для сопоставления условий экспериментов и результатов НИИАР с условиями и результатами ранее проведенных экспериментов [4]. На рис. 2 представлена схема установки для растворения ZrO_2 и UO_2 жидким циркалом.

Эксперименты проведены в вакуумной электронагреваемой печи в инертной среде (аргон) при температуре 2100 и 2200°C по следующему сценарию: медленный разогрев (< 1°C/с) до промежуточной температуры 1700°C, выход на рабочую температуру со скоростью 6°C/с, изотермическая выдержка и охлаждение. Температуру образца контролировали двумя W-Re термопарами и двухлучевым оптическим пирометром [5].

Серия экспериментов состояла из испытаний двух типов: с теплоизоляцией и без нее. Теплоизолирующий керамический материал располагался снизу и сверху тигля для ограничения теплопереноса в вертикальном направлении и снижения температурного градиента по радиусу тигля. Необходимо отметить, что в экспе-

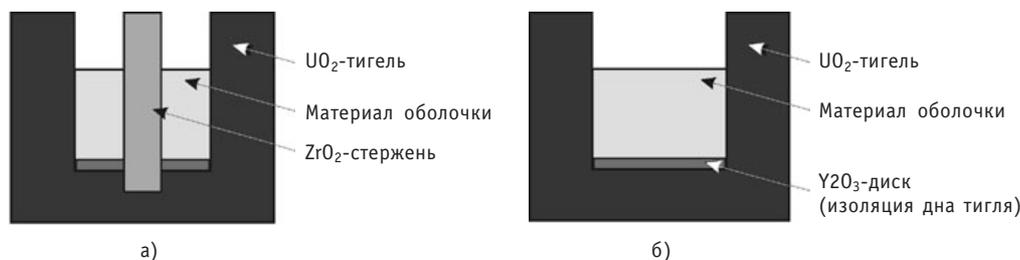


Рис. 1. Схема экспериментальных образцов для растворения UO_2 и ZrO_2 жидким расплавом оболочки: а – совместное растворение; б – растворение UO_2

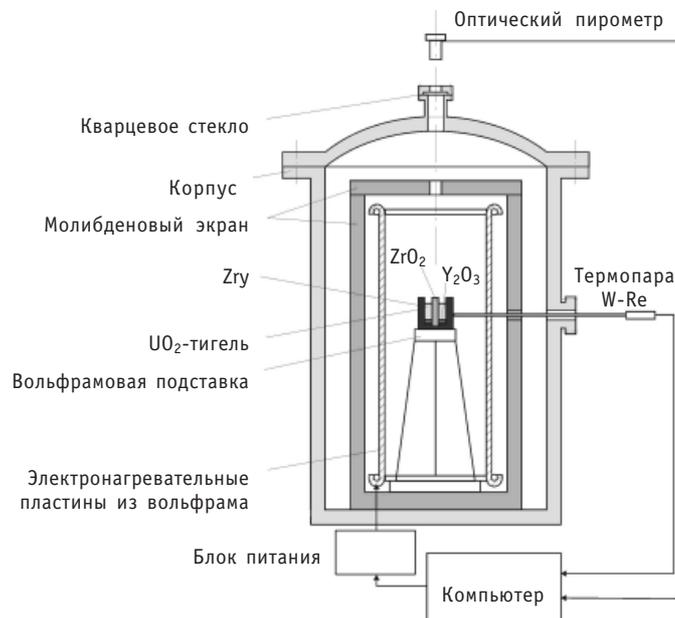


Рис. 2. Схема установки для растворения UO₂ и ZrO₂ жидким расплавом оболочки

риментах без теплоизоляции температуру расплава контролировали пирометром. При наличии на образце теплоизоляционной «крышки» напрямую измерить температуру расплава не представлялось возможным. Поэтому, предположив, что в отсутствие излучения расплав имеет приблизительно такую же температуру, как внутренняя поверхность стенки тигля, в этих экспериментах контроль осуществляли по показаниям термопары, расположенной в отверстии глубиной около 4,5 мм, высверленном в стенке тигля на уровне иттриевого диска (толщина стенки около 5 мм).

Матрица проведенных экспериментов приведена в табл. 1.

Методы исследования. Для оценки скоростей растворения необходимо определение растворенных объемов UO₂ и ZrO₂, распределения урана и циркония по радиусу тигля и содержания кислорода в расплаве. Поставленные задачи были решены с помощью оптической металлографии диаметральных сечений тигля и количественной обработки полученных изображений, а также химического анализа и электронной микроскопии расплава.

Подготовка образцов. После эксперимента были измерены наружный диаметр и высота каждого тигля, после чего тигли разрезали по образующей цилиндра

Таблица 1

Матрица экспериментов

Параметр	Тип испытания									
	Без теплоизоляции (контроль по пирометру)					С теплоизоляцией (контроль по внутренней термопаре)				
Температура испытаний, °C	2100									
Время выдержки, с	600*	100	200	300	400	500	600*	200	400	
Температура испытаний, °C	2200									
Время выдержки, с	600*	100	180	260			180			

* – калибровочный эксперимент.

алмазным диском. Одну половину образца использовали далее для оптической металлографии и электронной микроскопии. Из второй половины вырезали образцы для химического анализа содержания урана, циркония и кислорода в расплаве.

Оптическая металлография. Образец, представлявший продольное сечение тигля, подвергали шлифовке и полировке, после чего на оптическом микроскопе были сделаны фотографии с увеличением в 5, 100 и 200 раз, использовавшиеся далее для количественного анализа степени растворения стенок тигля и центрального стержня.

Определение состава расплава методом количественной обработки изображений. Для определения растворенных объемов стенки тигля и центрального стержня методом количественного анализа изображений использовали фотографии продольных сечений образцов.

Растворенный объем тигля вычисляли как полусумму объемов V_1 и V_2 фигур вращения относительно оси тигля, образуемых площадями растворенных стенок тигля в сечении:

$$V_t = V_1 + V_2 ;$$

$$V_k = 1/2 \cdot s \cdot \pi \cdot \sum_i r_i^2 ,$$

где s – элемент площади растворенной части тигля; i – номер элемента разбиения площади растворенной области k ; r_i – расстояние элемента площади до оси вращения; $k = 1, 2$.

Растворенный объем стержня из ZrO_2 вычисляли как разность объемов исходного стержня и его фрагментов, сохранившихся после эксперимента. Объем каждого сохранившегося фрагмента стержня вычисляли как усредненный объем фигуры вращения образованной оставшейся частью стержня относительно его оси по алгоритму, аналогичному описанному выше.

Массу элементов, перешедших в расплав в результате растворения материала стенок тигля и центрального стержня, рассчитывали как

$$M_i = V_t \rho_t m_i ,$$

где V_t – растворенный объем, ρ_t – плотность растворенного материала, m_i – массовая доля элемента в растворенном материале.

Массу расплава рассчитывали как сумму масс исходной загрузки циркалоя и масс элементов, перешедших в расплав из растворенных объемов стенки тигля и центрального стержня.

Электронная микроскопия. Для оценки равномерности распределения урана и циркония по сечению образца на растровом электронном микроскопе на полированных шлифах получены изображения образцов во вторичных электронах с увеличением в 200, 480 и 1200 раз, и проведено сканирование по радиусу в режиме волновой дисперсии с шагом 16 мкм.

Химический анализ расплава. Методика определения массовой доли урана, циркония и кислорода в затвердевшем расплаве основана на прокаливании образца при температуре 900–1000°C для окисления всех компонентов до состава стехиометрических оксидов U_3O_8 , ZrO_2 , Fe_2O_3 , CaO , Y_2O_3 , SnO_2 , Cr_2O_3 . Прокаленный образец взвешивали и обрабатывали азотной кислотой для избирательного растворения оксидов урана, железа, кальция и иттрия.

Массовые доли урана, циркония и кислорода рассчитывали исходя из первоначальной массы образца, массы окисленного образца и массы образца после обработки его азотной кислотой с учетом содержания в нем катионных примесей. Массовые доли катионных примесей определены спектрографическим методом.

Для проведения количественных расчетов использованы образцы сравнения, аналогичные по своему составу анализируемым.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИСПЫТАНИЙ

На рис. 3 представлены результаты испытаний тиглей с теплоизоляцией и без нее при температуре 2100°C с временем изотермической выдержки 400 с.

В экспериментах при температуре 2100°C «сквозного» растворения стенки тигля UO_2 не наблюдалось. При температуре 2200°C произошло проплавление стенки тигля UO_2 в калибровочном эксперименте с изотермической выдержкой 600 с и при одновременном растворении при изотермической выдержке 260 с.

В экспериментах с теплоизоляцией на стадии разогрева температурный градиент между расплавом и внешней поверхностью стенки тигля не превышает 45°C, тогда как без теплоизоляции он достигал 100°C. Степень растворения UO_2 и ZrO_2 в экспериментах с теплоизоляцией за счет уменьшения температурного градиента по радиусу образца ниже, чем при аналогичных параметрах в экспериментах без теплоизоляции.

На рис. 4 приведены изображения структуры расплава, полученные на электронном микроскопе, после испытаний при температуре 2100°C и времени изотермической выдержки 200 с с теплоизоляцией тигля.

Расплав имеет дендритную структуру с равномерным распределением фаз по объему образовавшегося слитка. От стенок тигля расплав отделен трещинами,

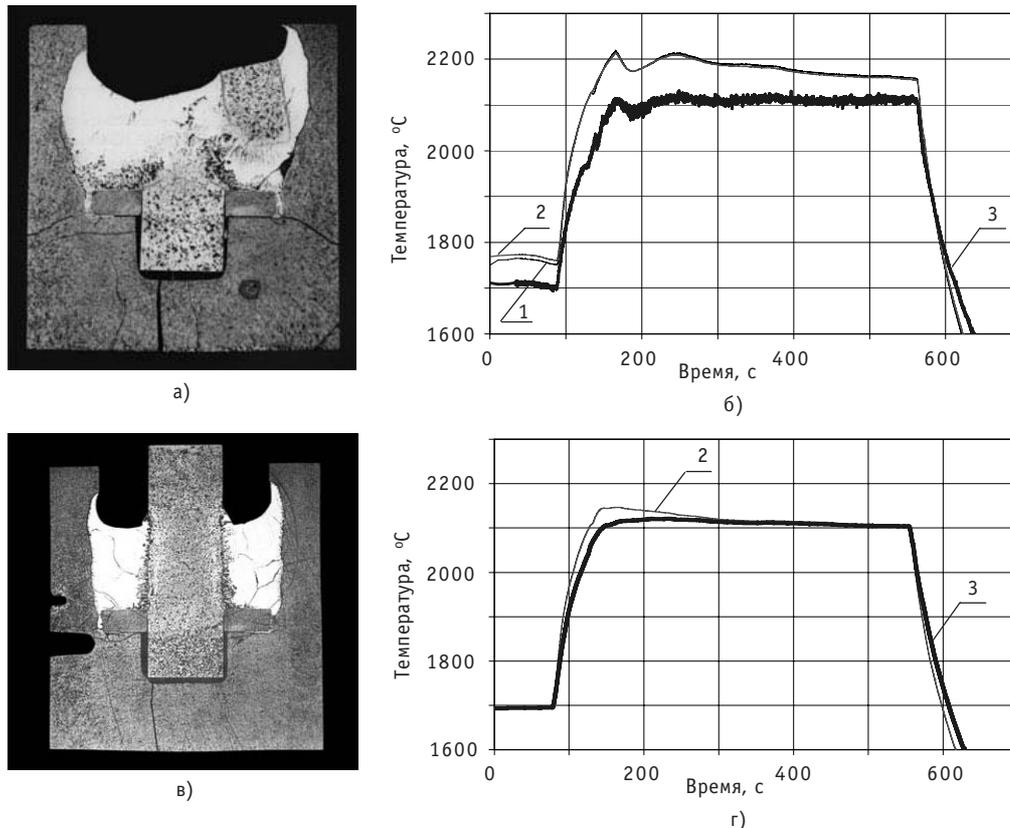


Рис. 3. Эксперименты при 2100°C с временем изотермической выдержки 400с: внешний вид тигля и режим испытания без теплоизоляции (а, б) и с теплоизоляцией (в, г): температура внешней поверхности тигля (1, 2) и расплава (3)

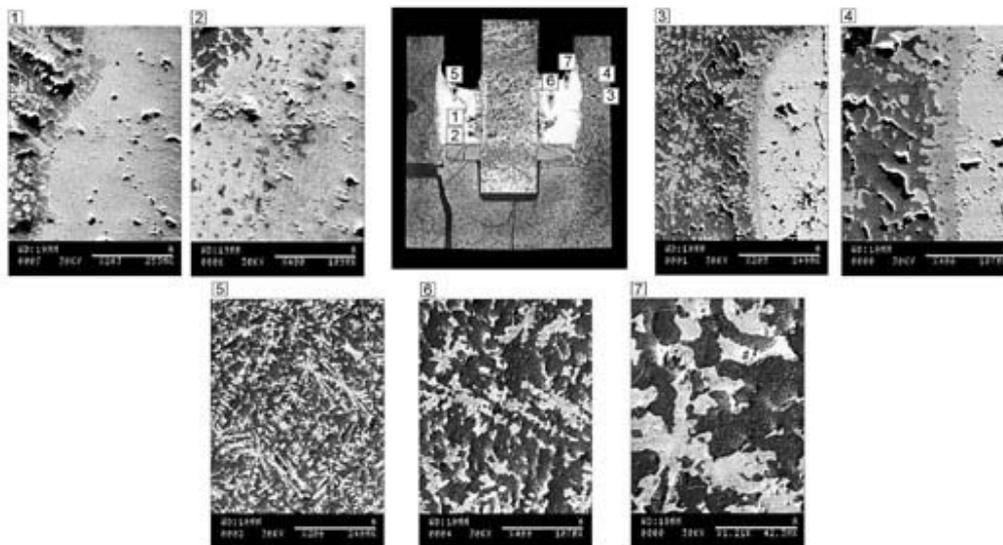


Рис. 4. Микроструктура образца после эксперимента 2100°C и времени изотермической выдержки 200 с при использовании теплоизоляции: область взаимодействия $ZrO_2 - Zry$ (1, 2); область взаимодействия $UO_2 - Zry$ (3,4); структура расплава (5, 6, 7)

образовавшимися в результате термической усадки сплава при охлаждении. Усадочные раковины наблюдаются преимущественно в центре нижней части слитка на месте растворенного стержня из диоксида циркония. В целом, структура образующегося расплава аналогична структуре, наблюдавшейся в ранее проведенных работах.

Анализ диаграмм сканирования в режиме волновой дисперсии позволяет сделать вывод об отсутствии градиента концентрации урана и циркония по радиусу исследованных слитков. Зоны резкого изменения концентрации урана и циркония в областях расплава, прилегающих к боковой стенке тигля и центральному стержню, имеют небольшую толщину около 70 мкм, что указывает на то, что потеря этих слоев при вырезке образцов для химического анализа не приводит к существенной ошибке в определении среднего значения элементного состава расплава.

ОБСУЖДЕНИЕ И АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

Температурные измерения

Важнейшим параметром в исследовании совместного растворения ZrO_2 и UO_2 расплавом необлученной оболочки, непосредственно определяющим физику процесса, является температура металлического расплава (U, Zr, O). Достоверность измерений этой температуры позволяет корректно использовать получаемые результаты в математическом описании процесса. В рассматриваемом цикле экспериментов была осуществлена попытка измерять температуру расплава в динамике испытания напрямую с помощью оптического пирометра (дистанционно), в отличие от подобных экспериментов в работе [3, 4], где температура расплава оценивалась по показаниям ТЭП, располагавшейся над уровнем поверхности расплава на расстоянии ~ 20 мм.

Как было отмечено, температура расплава измерялась пирометром в серии экспериментов без использования теплоизоляции, и различие в показаниях пирометра и ТЭП, контролировавших температуру наружной поверхности стенки

тигля, в ряде случаев достигло 100°C. Такая величина ΔT не перекрывалась систематическими погрешностями измерительных приборов, составлявшими 1,5 и 1% от измеряемой величины для пирометра и ТЭП соответственно, что подтвердило существование предполагаемого значимого градиента температуры по радиусу образца между наружной поверхностью стенки тигля и расплавом.

В экспериментах с теплоизоляцией удалось установить, что градиент температуры по радиусу тигля не только снижается на стадии резкого разогрева (не более 45°C), но и после ~ 150 с выхода на заданный температурный режим практически исчезает, и значения температур областей, находящихся вблизи наружной и внутренней поверхности стенки тигля, в конце изотермического участка почти совпадают. Безусловно, неоднозначно утверждать, что температура расплава в конце изотермического участка в экспериментах с теплоизоляцией, а уж тем более без нее, где присутствует эффект потери тепла расплавом за счет излучения, будет такой же, как и температура наружной поверхности стенки тигля. Тем не менее, появились основания полагать, что различие в показаниях пирометра и ТЭП в конце изотермического участка в экспериментах без теплоизоляции не могло быть настолько велико. Таким образом, в нескольких экспериментах пирометр занижал истинные значения температуры расплава.

Причин, объясняющих занижение пирометром температуры расплава, может быть несколько. Во-первых, поверхность расплава, куда был сфокусирован пирометр, могла изменять свои отражающие способности из-за конвективного перемешивания компонентов и образования частиц второй фазы (керамическая фаза $(U,Zr)O_{2-x}$). Во-вторых, в течение эксперимента могла произойти расфокусировка пирометра, которая не регулировалась автоматически в процессе испытания. В-третьих, определенным образом могло сказаться влияние стержня ZrO_2 в случае падения в расплав его верхней части при полном растворении середины в область фокусировки пирометра.

Тем не менее, достоверность измерений ТЭП во всех проведенных экспериментах, не вызвала никаких сомнений. Хорошее совпадение показаний двух ТЭП зафиксировано в каждом эксперименте. Именно показания ТЭП использованы для интерпретации полученных экспериментальных результатов и учтены в расчетной модели кода СВЕЧА.

Характеристика исследованных композиций

Анализ результатов исследований композиций после цикла проведенных экспериментов подтвердил, что процесс совместного растворения ZrO_2 и UO_2 расплавом необлученной оболочки проходит в два этапа. Как и в предыдущих работах [3, 4] зафиксировано существование инкубационной фазы «насыщения», при которой происходит быстрое растворение диоксидов (до 100 с) за счет насыщения кислородом жидкого металлического расплава как за счет диффузии из твердых керамик, так и за счет интенсивного конвективного перемешивания компонентов. После ~100 с отмечено, что процесс растворения перешел во вторую послеинкубационную стадию «преципитации», характеризующуюся снижением скорости растворения диоксидов как за счет истощения запасов кислорода, способного диффундировать в расплав из керамик, так и главным образом за счет падения интенсивности конвективного перемешивания компонентов в результате увеличения вязкости расплава из-за формирования в нем частиц второй фазы керамики $(U, Zr)O_{2-x}$.

Структура застывшего расплава представляет собой дендриты, равномерно распределенные по объему матрицы композиции. Равномерность распределения фаз в расплаве подтверждена отсутствием градиента концентрации урана и цир-

кония по радиусу композиции. На одном из образцов проведена проверка фазового состава в расплаве после охлаждения, которая показала, что, как и в работах [3, 4], расплав состоит из трех основных фаз: дендритной керамической – $(U,Zr)O_{2-x}$; матрицы из $Zr(O)$; включений из $U(O)$ в керамике и в матрице.

Скорость роста количества кислорода в расплаве по результатам химического анализа, определяющего весь кислород, поступивший в расплав как за счет диффузии из керамик, так и за счет конвективного перемешивания, заметно снижается после ~ 150 с. Такая же тенденция наблюдается со скоростью роста количества кислорода, определенного методом количественной обработки изображений, что говорит о снижении диффузионного потока кислорода из тигля UO_2 и стержня ZrO_2 . Однако нельзя однозначно утверждать, что только уменьшение диффузионного потока ответственно за снижение скорости роста общего количества кислорода в расплаве. Безусловно, свой вклад в этот процесс вносит и уменьшение интенсивности конвективного перемешивания компонентов. Необходимо отметить, что в данной работе не рассматривалось влияние отдельно одного и другого механизма поступления кислорода в расплав на процесс растворения в целом, ввиду того, что, как уже упоминалось в работах по растворению тиглей UO_2 жидким расплавом оболочки [3, 4], эти явления уже изучены и найдена взаимосвязь этих механизмов с геометрическими параметрами исследуемых тиглей.

По результатам химического анализа и количественной обработки изображений проведено сравнение значений массового содержания урана и циркония в расплаве. Расчетные значения $U/(U+Zr)$ в расплаве, полученные двумя независимыми методами, хорошо совпадают, а также в пределах разброса данных согласуются с результатами ранее проведенных экспериментов (рис. 5).

Полученные в работе результаты как в экспериментах с теплоизоляцией, так и в экспериментах без нее использованы в расчетном коде СВЕЧА. На рис. 6 и 7 представлены результаты экспериментов с теплоизоляцией, в которых наиболее достоверно измерена температура расплава в сравнении с результатами расчета по коду СВЕЧА, выполненного специалистами ИБРАЭ [6].

Некоторое расхождение экспериментально полученных значений растворенных объемов UO_2 (вычислены методом количественного анализа изображений) при температуре 2100°C с результатами расчета, может быть связано с неточным

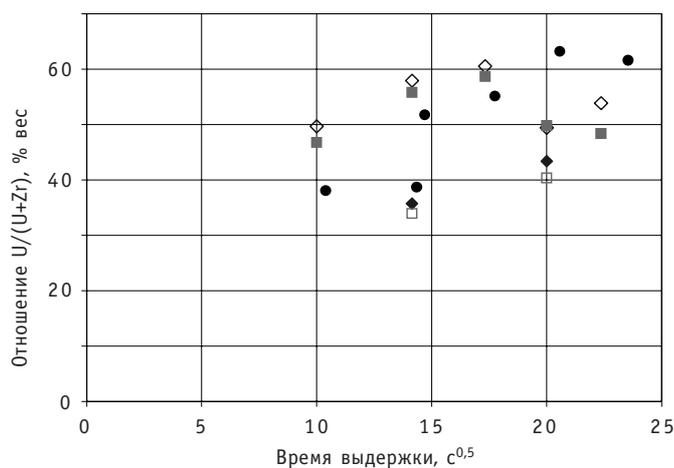


Рис. 5. Отношение содержания урана и циркония в расплаве в серии экспериментов при температуре 2100°C: \diamond – без теплоизоляции (обработка изображений); \blacksquare – без теплоизоляции (химический анализ); \blacklozenge – с теплоизоляцией (обработка изображений); \square – с теплоизоляцией (химический анализ); \bullet – эксперименты AECL без теплоизоляции

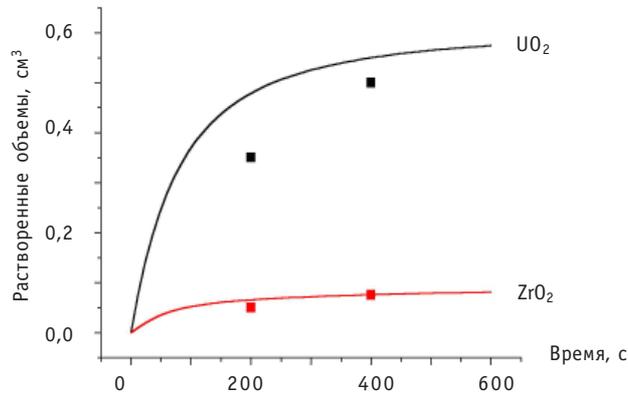


Рис. 6. Сравнение значений растворенных объемов ZrO_2 и UO_2 с результатами расчета по коду СВЕЧА при $T = 2100^\circ C$ [6]: ■ – эксперимент; — – расчет

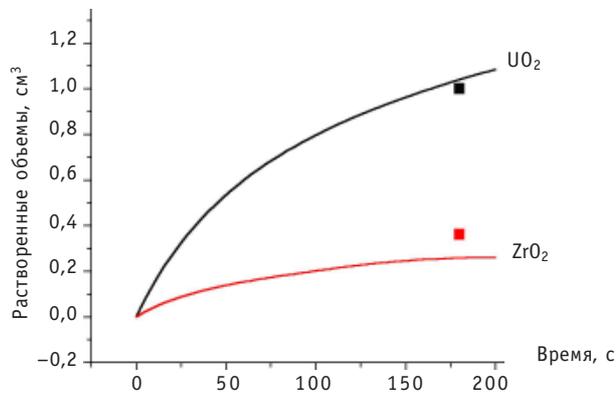


Рис. 7. Сравнение значений растворенных объемов ZrO_2 и UO_2 с результатами расчета по коду СВЕЧА при $T = 2200^\circ C$ [6]: ■ – эксперимент; — – расчет

попаданием анализируемого сечения в диаметральной плоскости тигля на стадии подготовки образцов, что привело к занижению значения растворенного объема UO_2 по сравнению с истинным.

Тем не менее, на основании представленного графика можно утверждать, что экспериментальные и расчетные данные не противоречат друг другу.

На рис. 8 представлено сравнение экспериментальных и расчетных значений

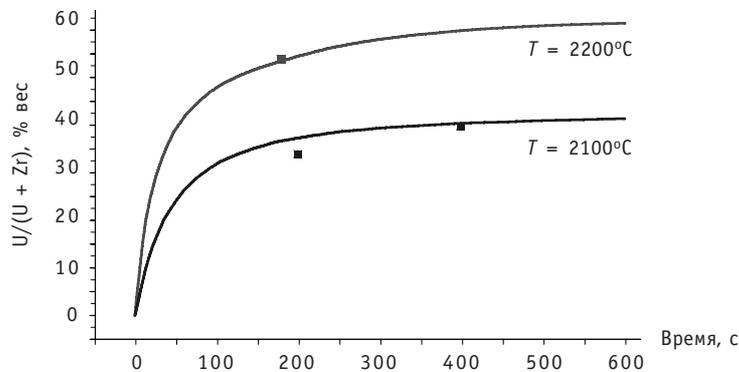


Рис. 8. Сравнение экспериментальных значений $U/(U+Zr)$ с результатами расчета по коду СВЕЧА [6]: ■ – эксперимент; — – расчет

отношения $U/(U+Zr)$, характеризующих скорости растворения диоксидов урана циркония при испытаниях с теплоизоляцией при температурах 2100°C и 2200°C.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Проведено 14 экспериментов по исследованию одновременного растворения диоксидов урана и циркония расплавленным циркалом, три из которых являлись калибровочными.

2. Получены данные для определения скоростей растворения ZrO_2 и UO_2 жидким расплавом оболочки при температурах 2100 и 2200°C в совместных испытаниях.

3. Установлено, что при ускорении процесса растворения диоксидов урана и циркония расплавленным циркалом при температуре 2200°C происходит сквозное проплавление боковой стенки тигля при времени изотермической выдержки, превышающем 260с.

4. Результаты хорошо согласуются с данными по скорости растворения, полученными в AECL.

5. Показано, что уменьшение температурного градиента по радиусу тигля с помощью теплоизолирующей керамики на стадии разогрева образца вызывает снижение скорости растворения расплавленным циркалом диоксидов урана и циркония.

6. Экспериментальные данные и расчетные данные кода СВЕЧА не противоречат друг другу.

Литература

1. Hofmann P., Hagen S., Schanz G. and Skokan A. Reactor Core Materials Interactions at very high temperatures// Nuclear Technology. – 1989. – V. 87. – P.28-36.

2. International Standard Problem ISP-36 CORA-W2 Experiment on Severe Fuel Damage for a Russian Type PWR. Comparison Report, GRS. – Koln, 1995.

3. Hofmann P., Stuckert J., Miassoedov A., Veshchunov M., Berdyshev A., Boldyrev A. ZrO_2 Dissolution by Molten Zircaloy and cladding oxide shell failure. New experimental results and modelling. Wissenschaftliche Berichte ISSN 0947-8620, FZKA-6383, Karlsruhe, December 1999.

4. Hayward P., Hofmann P., Stuckert J., Veshchunov M., Berdyshev A. UO_2 Dissolution by Molten Zircaloy. New experimental results and modelling. Wissenschaftliche Berichte, FZKA-6379, Karlsruhe, December 1999.

5. Святкин А.М. Установка и методы исследования растворения UO_2 и ZrO_2 расплавом оболочки/ Сборник рефератов и статей «Новые технологии для энергетики, промышленности и строительства». – Дмитровград: ФГУП ГНЦ РФ НИИАР, 2002. – Вып. 5. – С. 294-301.

6. Muller K., Goryachev A.V., Smirnov V.P., Svyatkin A.M., Stuckert J., Veshchunov M.S., Berdyshev A.V. Simultaneous Dissolution of UO_2 and ZrO_2 by Molten Zircaloy. New Experiments and Modelling. Wissenschaftliche Berichte, FZKA-6947, Karlsruhe, January 2004.

Поступила в редакцию 6.02.2007

ПРЕЦИЗИОННОЕ РЕШЕНИЕ ЗАДАЧ ПЕРЕНОСА ЭЛЕКТРОНОВ МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО*

П.А. Андросенко, В.И. Белоусов, А.Г. Царина

*Обнинский государственный технический университет атомной энергетики,
г. Обнинск*

Рассматриваются вопросы применения полуаналитического метода Монте-Карло для решения задач прохождения и отражения заряженных частиц в условиях барьерной геометрии. Выводятся рекуррентные формулы для оценок, позволяющие не моделировать длину свободного пробега частиц, что дает возможность с успехом решать задачи глубокого прохождения при моделировании переноса электронов методом индивидуальных соударений. Приводятся результаты расчетов, полученные по новой версии комплекса программ BRAND, основанной на разработанных алгоритмах.

ПРИМЕНЕНИЕ ПОЛУАНАЛИТИЧЕСКОГО МЕТОДА

При решении аналоговым методом Монте-Карло задач переноса излучений моделируют траектории движения частиц, последовательно разыгрывая длину свободного пробега частицы и изменение ее энерго-угловых характеристик соответственно ядру уравнения переноса. В случае же переноса электронов такой подход приводит к очень большим временам счета, т.к. число взаимодействий электрона в рамках одной траектории зачастую достигает десятков, а то и сотен тысяч столкновений. Кроме того, длины свободных пробегов электронов между столкновениями настолько малы, что задача автоматически попадает в класс задач глубокого прохождения излучения. Для преодоления этих трудностей обычно используют различные подходы (например, метод укрупненных соударений и другие), которые фактически «группируют» ряд последовательных столкновений с незначительными потерями энергии, заменяя их одним звеном ломаной траектории движения частицы. Понятно, что такие подходы являются приближенными и не позволяют напрямую воспользоваться самой современной информацией о взаимодействии излучения с веществом, которая содержится, как правило, в файлах оцененных данных.

Одним из возможных путей выхода из этой ситуации является использование полуаналитического (ПА) метода Монте-Карло [1], поскольку этот метод не требует вычислений длин свободного пробега. В настоящей работе рассматривается применение ПА-метода для расчета энергоугловых спектров прямого и отраженного излучения электронов для однородного бесконечного барьера заданной толщины d (допустим и случай $d = \infty$).

© П.А. Андросенко, В.И. Белоусов, А.Г. Царина, 2007

* Работа частично поддержана грантом РФФИ номер 07-01-96421-р_центр_a

Более того, использование ПА-метода позволяет напрямую использовать информацию о взаимодействиях электронов с веществом из файлов оцененных данных и тем самым моделировать процесс переноса электронов методом индивидуальных столкновений с точностью, лимитированной лишь точностью констант в самих файлах.

В данной работе использовались текстовые файлы оцененных данных формата ENDF-6 [2], в частности, файл вторичных распределений оцененных фотонно-электронных ядерных данных (File 26) и файл данных атомной релаксации (File 28). Были разработаны четыре основных алгоритма моделирования характеристик реакций электрона согласно формализмам формата ENDF-6, а также алгоритм моделирования хода реакции электроионизации с вычислением энергии релаксации атома. Подробное описание алгоритмов представлено в статье [3]. Кроме того, была разработана вспомогательная программа предварительной подготовки электронных данных, которая необходима для считывания информации из файлов формата ENDF-6 и представления ее в виде, удобном для использования в программном комплексе BRAND [4].

РЕАКЦИИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРОНОВ С ВЕЩЕСТВОМ

В этом разделе кратко рассматриваются четыре возможные реакции взаимодействия электронов с веществом согласно формализмам, принятым в формате ENDF-6.

Упругое взаимодействие подразумевает, что электрон продолжает свое движение с той же энергией, что и до столкновения со средой, только в другом направлении. Новых частиц при таком взаимодействии не порождается.

При тормозном излучении электрон продолжает свое движение с энергией меньшей, чем энергия до столкновения с атомом вещества, но в том же направлении, что и до столкновения. Также порождается новая частица, – фотон, летящий с некоторой энергией и в некотором направлении, отличном от направления движения электрона.

Реакция возбуждения атома вещества протекает таким образом, что электрон теряет часть своей энергии и передает ее остаточному атому. Направление движения электрона при этом не меняется.

Процесс электроионизации проходит так, что появляется новый электрон с некоторой энергией меньше, чем у налетающей частицы. В свою очередь налетающий электрон теряет часть своей первоначальной энергии. Оба электрона движутся в том же направлении, что и налетающий электрон. Причем один из них считается «рассеянным», другой – «освобожденным». Поскольку разницы между этими двумя частицами никакой нет (кроме энергии), то тот электрон, у которого энергия меньше считается «освобожденным», другой же – рассеянным. Здесь же необходимо упомянуть о перераспределении энергии релаксации атома с последующим возможным вылетом радиационных фотонов и «вышибаемых» электронов с уровней атома.

РЕКУРРЕНТНЫЕ СООТНОШЕНИЯ ДЛЯ БАРЬЕРА ЗАДАННОЙ ТОЛЩИНЫ

Пусть $p_k(z)$ – вероятность того, что частица находится в точке z перед k -м взаимодействием. Тогда вероятность провзаимодействовать в элементе dz около точки z есть $C_k \cdot p_k(z) \cdot dz$, где $C_k = \Sigma_k / w_k$, Σ_k – полное сечение k -го взаимодействия, w_k – косинус угла между направлением k -го рассеяния $\bar{\Omega}_k$ и осью OZ , нормальной к поверхности барьера. Следуя [1], получаем

$$p_{k+1}(z) = \int \frac{\Sigma_k}{w_k} \cdot p_k(z') \cdot dz' \cdot \frac{S_k}{\Sigma_k} \cdot \exp(-C_{k+1} \cdot (z - z')), \quad (1)$$

где S_k – сечение рассеяния k -го взаимодействия, т.е. S_k / Σ_k есть вероятность не поглотиться на k -ом взаимодействии. Интегрирование ведется на отрезке $[0, z]$ для случая $w_{k+1} > 0$ или на отрезке $[z, d]$ для случая $w_{k+1} < 0$.

Нетрудно показать, что

$$p_k(z) = \sum_{w_i > 0} A_{k,i} \cdot e^{-C_i \cdot z} + \sum_{w_i < 0} A_{k,i} \cdot e^{C_i \cdot (z-d)}, \quad (2)$$

причем $A_{1,1} = 1$. Суммирование ведется по соответствующим i от 1 до k . Интегрируя (1) с учетом (2), получаем следующие рекуррентные соотношения для случая $w_{k+1} > 0$

$$\begin{cases} A_{k+1,i} = \frac{S_k \cdot A_{k,i}}{|w_k| \cdot (C_{k+1} - C_i)}, & i = \overline{1, k} \\ A_{k+1,k+1} = - \left(\sum_{w_i > 0} A_{k+1,i} + \sum_{w_i < 0} A_{k+1,i} \cdot e^{C_i \cdot d} \right), \end{cases} \quad (3)$$

и для случая $w_{k+1} < 0$

$$\begin{cases} A_{k+1,i} = - \frac{S_k \cdot A_{k,i}}{|w_k| \cdot (C_{k+1} - C_i)}, & i = \overline{1, k} \\ A_{k+1,k+1} = - \left(\sum_{w_i > 0} A_{k+1,i} \cdot e^{-C_i \cdot d} + \sum_{w_i < 0} A_{k+1,i} \right). \end{cases} \quad (4)$$

Итак, движение частицы организуется следующим образом: энерго-угловая часть плотности перехода моделируется методом индивидуальных столкновений; по полученным значениям $\vec{\Omega}_k$ и E_k вычисляются необходимые величины для формул (3) или (4), затем вычисляются коэффициенты разложения (2) для $p_k(z)$. Моделирование пробега частицы заменяется аналитическим интегрированием по всевозможным пробегам.

В качестве оценки энергетического спектра альbedo можно использовать оценку

$$\xi = \sum_{k=1}^l p_k(0) \cdot \chi(-w_k), \quad (5)$$

где $\chi(t) = \begin{cases} 0, & t < 0 \\ 1, & t \geq 0 \end{cases}$ – функция Хевисайда, l – число рассеяний.

Оценкой энергетического спектра по заданному направлению $\vec{\Omega}_D$ будет

$$\eta = \sum_{k=1}^l p(\vec{\Omega}_k \rightarrow \vec{\Omega}_D) \cdot p_k(d), \quad (6)$$

где $p_k(d)$ для направления $\vec{\Omega}_D$ находятся аналогично $p_{k+1}(z)$ для направления $\vec{\Omega}_{k+1}$. Отметим, что эти же оценки можно использовать и для нахождения характеристик излучения в фиксированной точке z_D , необходимо лишь $p_k(d)$ заменить на $p_k(z_D)$.

РЕКУРРЕНТНЫЕ СООТНОШЕНИЯ ДЛЯ ПОЛУПРОСТРАНСТВА

Если геометрия задачи – полупространство, то рекуррентные формулы существенно упрощаются. При интегрировании в (1) для случая $w_{k+1} < 0$, т.е. на полу-

интервале $[z, \infty]$, получается, что коэффициент при $\exp(-C_{k+1} \cdot z)$ тождественно равен нулю. Таким образом, аналог (2) здесь есть

$$p_{k+1}^{\infty}(z) = \sum_{w_i > 0} A_{k,i} \cdot e^{-C_i \cdot z} \quad (7)$$

Интегрируя (1) с учетом (7), получаем

$$\begin{cases} A_{k+1,i} = \text{sign}(w_{k+1}) \frac{S_k \cdot A_{k,i}}{|w_k| \cdot (C_{k+1} - C_i)}, & i = \overline{1, k} \\ A_{k+1,k+1} = -\chi(w_{k+1}) \cdot \sum_{w_i > 0} A_{k+1,i} \end{cases} \quad (8)$$

Соответственно изменятся и оценки

$$\xi = \sum_{k=1}^l \chi(-w_k) \cdot \sum_{w_i > 0} A_{k,i}, \quad \eta = \sum_{k=1}^l p(\bar{\Omega}_k \rightarrow \bar{\Omega}_D) \cdot \sum_{w_i > 0} \frac{A_{k,i}}{C_0 - C_i} \quad (9)$$

Отметим, что дисперсия η не зависит от угла между осью OZ и направлением $\bar{\Omega}_D$, что позволяет оценивать угловой спектр отраженного излучения при w_D близких к нулю. Это свойство оценки η аналогично свойству независимости дисперсии χ от толщины барьера d (см. [1]).

РЕШЕНИЕ НЕКОТОРЫХ ЗАДАЧ ПЕРЕНОСА ЭЛЕКТРОНОВ

Полученные рекуррентные соотношения и разработанные алгоритмы были реализованы в рамках специально созданной программы для решения задач переноса электронов методом индивидуальных соударений в условиях плоской геометрии. Вся информация о взаимодействиях электронов с веществом используется напрямую из файлов оцененных данных, поэтому можно говорить о том, что создан прецизионный инструмент для моделирования переноса электронов методом Монте-Карло. Основой новой программы является комплекс программ BRAND.

Моделирование процесса переноса излучения электронов в кремнии

Первый пример с простой геометрией был взят из эксперимента [6]: оценка потоков моноэнергетических электронов для кремния. Дана полубесконечная пластина из кремния толщиной 0.048085 см, точечный источник находится в начале координат, оценивается спектр электронов с начальной энергией 2.43 МэВ при прохождении через пластину. Количество дискретных разбиений по энергии – 600. Результаты вычислений можно видеть на рис. 1. Видно хорошее совпадение результатов расчетов и эксперимента (статистическая погрешность расчета – менее 1%).

Моделирование процесса переноса излучения электронов в алюминии

Второй пример с барьерной геометрией был взят из эксперимента [7]: оценка мощности дозы моноэнергетических электронов в алюминии. Дана полубесконечная пластина из алюминия, точечный источник находится в начале координат, оценивается распределение мощности дозы электронов с начальной энергией 1 МэВ при прохождении данной пластины. Результаты вычислений можно видеть на рис. 2. Также на рисунке проведено сопоставление с расчетами программы PENELOPE [8] по данным того же эксперимента. Моделирование данной задачи с

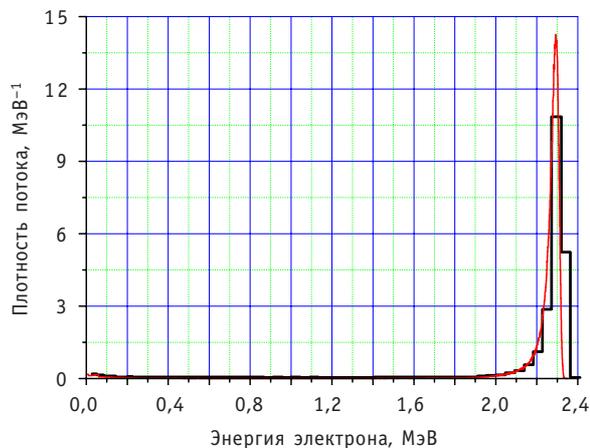


Рис. 1. Оценка плотности потока электронов с начальной энергией 2,43 МэВ после прохождения через кремниевую пластину толщиной 0,048085 см: — эксперимент; — BRAND

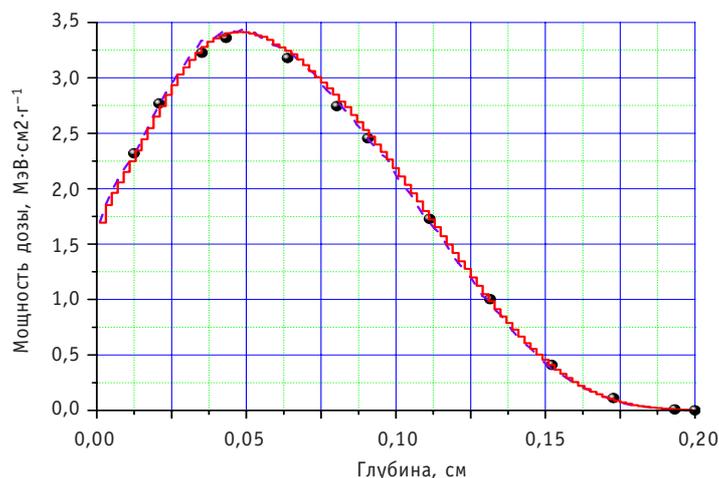


Рис. 2. Оценка распределения мощности дозы по глубине алюминиевой пластины от электронов с начальной энергией 1 МэВ: ● – эксперимент; - - - - PENELOPE; — BRAND

использованием программы PENELOPE сделано самостоятельно.

После сопоставления экспериментальных данных и результатов вычислений программного комплекса BRAND можно сделать вывод о достаточной точности полученной оценки решения задачи. Результат решения задачи альтернативной расчетной программой PENELOPE подтверждает правильность новой разработанной версии программного комплекса BRAND.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Создан специальный программный комплекс, позволяющий решать задачи глубокого прохождения электронов в барьерной геометрии с использованием метода индивидуальных столкновений. В процессе расчета моделирование длины свободного пробега частиц заменяется аналитическим интегрированием по всевозможным пробегам. Вся информация о взаимодействиях электронов с веществом используется напрямую из файлов оцененных данных, поэтому можно утверждать, что создан прецизионный инструмент для моделирования переноса электронов методом Монте-Карло. Основой новой программы является комплекс программ

BRAND. В дальнейшем планируется создание новой версии комплекса, реализующей моделирование фотон-электронных каскадов.

Литература

1. Андросенко П.А., Ефименко Б.А. Модификация метода Монте-Карло для расчета локальных характеристик потока излучения // Журнал вычислительной математики и математической физики. – 1978. – Вып. 18. – №6. – С. 1493-1499.
2. ENDF-102. Data Formats and Procedures for the Evaluated Nuclear Data File, ENDF-6. BNL-NCS-44945-01/04-Rev., Informal Report, Revised April 2001, N.Y. 11973-5000.
3. Androsenko P.A., Belousov V.I. The electron transport problem sampling by Monte Carlo individual collision technique. / Monte Carlo 2005 Topical Meeting, Chattanooga Marriott and Convention Center, Chattanooga, Tennessee (USA. – April 17-21, 2005).
4. Андросенко П.А., Белоусов В.И., Коньков А.В., Царина А.Г. Современный статус комплекса программ BRAND // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика ядерных реакторов – 2006. – Вып. 1. – С. 74-84.
5. Андросенко П.А., Белоусов В.И. Прецизионное решение задач переноса электронов методом моделирования индивидуальных столкновений. / Научная сессия МИФИ. Т.5. Теоретические проблемы физики. – Москва, 2005. – С. 20-22.
6. Singh J.J. Transmission of 2.43 MeV Electrons Through Thick Silicon Targets // NASA Technical Note D-5075 – 1969.
7. Nakai Y. // Jpn. J. Appl. Phys. 2. – 1963. – P. 743.
8. Salvat F., Fernandes-Varea J.M., Sempau J. PENELoPE, a code system for Monte Carlo Simulation of Electron and Photon Transport. // Universitat de Barcelona – Barcelona, Spain, 2003.

Поступила в редакцию 2.05.2007

МОДЕЛИРОВАНИЕ МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО ВОЗДЕЙСТВИЯ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ХИМИЧЕСКИЙ СОСТАВ ТКАНЕЙ ЧЕЛОВЕКА*

П.А. Андросенко, В.И. Белоусов, А.Г. Царина

*Обнинский государственный технический университет атомной энергетики,
г. Обнинск*



Приведено описание и обоснование алгоритма моделирования воздействия облучения на состав клеток тканей на основе метода статистических испытаний. Основным исследуемым показателем является динамика изменения концентраций свободных радикалов и веществ, составляющих структурные элементы клетки. Полученные результаты хорошо согласуются с теоретическими и экспериментальными данными.

СТРУКТУРНОЕ ИЗМЕНЕНИЕ БИОЛОГИЧЕСКИХ ТКАНЕЙ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ

Свободные радикалы – это побочные продукты сжигания организмом кислорода для производства энергии, это молекулы, утратившие электрон, и в поисках его они могут атаковать соседние молекулы. Если они забирают электрон из таких необходимых организму компонентов, как ДНК, жиры или белки, то происходит повреждение клеточных структур, что влечет за собой проблемы со здоровьем. Более того, это не единичный обмен электронами, а цепная реакция, которая приводит к образованию все новых и новых свободных радикалов. Число радикалов начинает возрастать в геометрической прогрессии, они вступают во взаимодействие с белками, липидами, молекулами ДНК, повреждают их молекулярную структуру.

Молекула ДНК изменяется сразу же после облучения. Сильно поврежденная молекула ДНК утрачивает способность реплицироваться, следовательно, и клеточное деление становится невозможным. Менее выраженные повреждения могут проявляться в форме мутаций. Для проявления этих изменений в жизнедеятельности клетки нужно какое-то время, т.к. ДНК служит хранилищем информации о структуре клеточных белков, и если она изменена, то клетка некоторое время живет за счет белков, синтезированных по старой программе, и лишь после того как они кончатся, начинает использовать новые белки. Поэтому возникает эффект “отсрочки” результата облучения, но изменения в ДНК, хотя могут не проявиться у данного организма, проявятся у потомков [1].

© П.А. Андросенко, В.И. Белоусов, А.Г. Царина, 2007

* Работа частично поддержана грантом РФФИ номер 07-01-96421-р_центр_а

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ ОБЛУЧЕНИЯ НА БИОЛОГИЧЕСКИЕ ТКАНИ

Модель строится на основе подхода, описанного в работе [2].

Для описания состояния системы используется вектор состояния системы, определяющий химический состав клеток ткани. Следовательно, каждый элемент этого вектора соответствует количеству (концентрации) молей веществ в системе. По данным, представленным в [3], рассматриваем 72 разновидности реагентов и 90 химических реакций. Каждое из веществ, участвующее в реакции или получающееся в ее результате, закодировано индексом координаты вектора состояния от 0 до 71. Соответственно, вектор имеет вид:

$$(N_0(t), N_1(t), N_2(t), \dots, N_{71}(t)),$$

где $N_m(t)$ – число молей реагента типа m в момент времени t .

Химическую реакцию можно условно представить как коагуляцию двух элементов, и дальнейшее возможное расщепление продукта реакции на несколько других элементов происходит в соответствии с уравнением реакции.

Для описания химических реакций в тканях можно записать уравнение Смолуховского:

$$\frac{\partial n_m}{\partial t} = \frac{1}{2} \sum_{i+j=m} K_{i,j} n_i n_j - n_m \sum_{i=0}^{71} K_{m,i} n_i, \quad m = 0, 1, 2, \dots, 71$$

с начальными условиями, соответствующими начальным концентрациям в момент начала исследования изменений, происходящих в системе.

Здесь $n_m(t)$ – концентрация вещества типа m в момент времени $t > 0$.

Для описания типа взаимодействия между реагентами используем ядро, представленное в [3]:

$$K_{i,j}(t) = \frac{a_{i,j}}{d_{i,j}} \operatorname{erfc} \left(\frac{d_{i,j} - a_{i,j}}{\sqrt{4D'_{i,j} t}} \right), \quad k_{ij} = 4 \cdot p \cdot D_{ij} \cdot a_{ij},$$

где a_{ij} – радиус реакции, d_{ij} – расстояние между реагентами, D, D' – константа диффузии, k_{ij} – скорость реакции.

Значения коэффициентов известны для каждого типа реакции.

Рассмотрим систему, в которой располагаются N молей реагентов, при этом они диффундируют по всему объему системы.

Состояние системы меняется во времени и зависит от параметра N и дискретных моментов $t_k, k = 0, 1, \dots, t_0 = 0$, согласно правилам, описанным далее. Эволюция системы характеризуется вступлением в химическую реакцию веществ (коагуляцией) и появлением новых продуктов. Рассматриваются только парные взаимодействия.

В начальный момент времени система состоит из N молей, что соответствует начальному условию.

$$N = \sum_m N_m(0), \quad \frac{N_m(0)}{c_0} \xrightarrow[N \rightarrow \infty]{p} n_m^{(0)},$$

при некоторой нормализующей последовательности c_0 .

Нормализующая последовательность выбирается по следующему принципу

$$\frac{N}{c_0} = \sum_m \frac{N_m(0)}{c_0} \xrightarrow[N \rightarrow \infty]{p} \sum_m n_m^{(0)} > 0,$$

таким образом

$$\lim_{N \rightarrow \infty} c_0 = \infty.$$

Начальное значение для нормализующей последовательности выбирается в виде:

$$c_0 = \frac{N}{\sum_m n_m(0)}.$$

Рассмотрим изменение системы во времени.

Пусть дано состояние системы в момент времени t_k ($N_0(t_k), N_1(t_k), \dots, N_{71}(t_k)$), для некоторого $k = 0, 1, \dots$ и нормализующая последовательность c_k , тогда состояние системы в следующий момент времени t_{k+1} определяется за несколько шагов.

1. Выбирается шаг по времени

$$\Delta_k = \frac{\alpha}{\max_{|i| \leq 2^k L} \left\{ \sum_j \frac{N_j(t_k)}{c_k} K_{i,j} \right\}}$$

и каждый следующий момент времени вычисляется через текущий: $t_{k+1} = t_k + \Delta_k$.

2. Обозначим

$$\begin{aligned} N'_0 &= N'_0(t_{k+1}) = N_0(t_k), \\ N'_1 &= N'_1(t_{k+1}) = N_1(t_k), \\ N'_2 &= N'_2(t_{k+1}) = N_2(t_k), \\ &\dots \\ N'_{71} &= N'_{71}(t_{k+1}) = N_{71}(t_k). \end{aligned}$$

3. Для каждого реагента вычисляется вероятность взаимодействия

$$P_m = \frac{1}{2} \Delta_k \sum_j \frac{N_j(t_k)}{c_k} K_{m,j},$$

которая определяет, будет ли он вступать во взаимодействие с другими веществами, присутствующими в системе.

3.1. Если реагент вступает во взаимодействие, то необходимо определить случайным образом по вероятности

$$p_{m,l} = \frac{N_l(t_k) K_{m,l}}{\sum_j N_j(t_k) K_{m,j}}, \quad l = 0, 1, 2, \dots, 71,$$

тип протекающей химической реакции.

В соответствии с типом реакции происходят следующие изменения вектора состояния системы:

$$\begin{aligned} N'_{l_1} &= N'_{l_1} - 1, & N'_{l_2} &= N'_{l_2} - 1, \dots, \\ N'_{m_1} &= N'_{m_1} + 1, & N'_{m_2} &= N'_{m_2} + 1, \dots, \end{aligned}$$

где l_1, l_2, \dots – индексы веществ, вступающих в реакцию, m_1, m_2, \dots – индексы веществ, являющихся продуктами реакции.

3.2. Если розыгрыш по вероятности P_m определил, что реагент типа m не будет вступать во взаимодействие, то состояние системы не меняется.

При появлении отрицательных значений в компонентах вектора состояний, их значения обнуляются.

Воздействие электронного переноса на ДНК играет значительную роль в биосинтезе, радиационно-индуцированном вырождении и пострадиационном восстановлении молекулы.

В качестве основы для тестирования модели, описывающей воздействие электронного облучения на ДНК, были взяты результаты, представленные в работе [3]. В ней опубликованы результаты экспериментальных исследований и итоги вычислений, выполненных по химическим превращениям, происходящим между радиохимическими молекулами воды, радикалами, составляющими ДНК аминокислотами (аденином, тиминном, гуанином и цитозином), рибозой и поглотителями, такими как ионы формиатов. Радиоэкологические и психогенные факторы приводят к активации процессов свободнорадикального окисления и угнетению активности факторов антиоксидантной защиты на молекулярно-клеточном уровне [4]. Активация свободнорадикальных процессов составляет физико-химическую основу действия ионизирующего облучения. Возникающие в результате облучения свободные радикалы вызывают повреждение генома и далее репродуктивную гибель клетки. Воздействие ионизирующих излучений приводит к оксидативному повреждению ДНК. Индикатором оксидации ДНК является повышение концентрации 8-оксо-2-деоксигуанозина.

На основании принципов построения модели, описанных выше, был разработан алгоритм и его программная реализация. Данные о возможных химических реакциях, скорости их протекания (k) и расстояния между реагентами, вступающими в реакцию (a), взяты из [3]. Как уже отмечалось, были рассмотрены 72 разновидности реагентов и 90 химических реакций. Для примера в табл. 1 приведены данные только по реакциям с участием гидратированных электронов. Для того чтобы передать необходимые значения параметров в программу были созданы соответственно две матрицы размерностью 72×72 для скоростей реакций (K) и расстояний (A). Для каждого элемента k_{ij} матрицы K индексы i и j соответствуют кодам веществ, присутствующих в системе. Если реакция между компонентами i и j возможна, т. е. приведена в табл. 1, то тогда значение элемента k_{ij} соответствует значению из третьего столбца таблицы для данного тира реакции. В противном случае, оно равно нулю. Аналогично формируется матрица A .

Расчеты были проведены по двум элементам: электронам и ионам водорода. Результат представлен на приведенном ниже графике (рис. 1) и сопоставлен с результатами экспериментальных исследований.

Динамика изменения концентрации для двух компонент системы (e_{aq}^- и H^+) при моделировании соответствует экспериментальным исследованиям, что видно из приведенного выше графика.

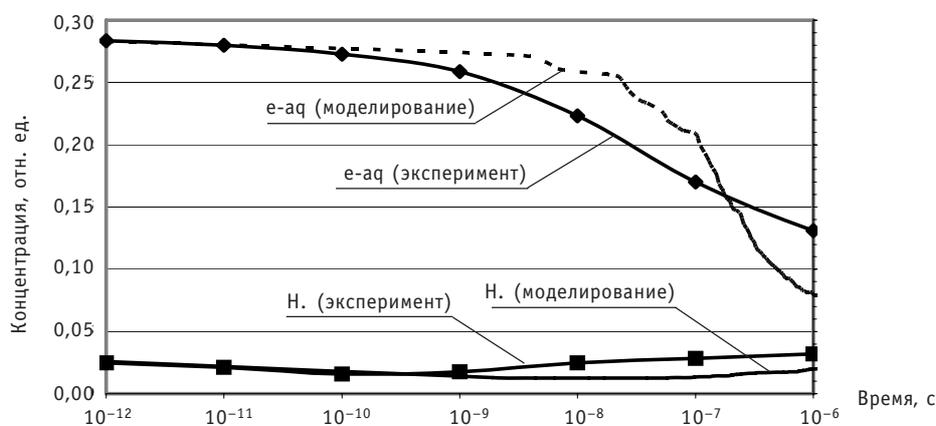


Рис. 1. Изменение концентрации ионов водорода и электронов (количество шагов по времени 200, количество реагентов в системе 72).

Таблица 1

Значения скорости реакции и радиуса взаимодействия между гидратированными электронами и радиохимическими молекулами воды, радикалами, составляющими ДНК аминокислотами (18 из 90 возможных реакций)

№ п/п	Уравнение химической реакции	k , дм ³ /(моль·с)	a , Å
1	$e_{aq}^{\bullet-} + e_{aq}^{\bullet-} \rightarrow H_2 + 2OH^-$	$5.5 \cdot 10^9$	0.8
2	$e_{aq}^{\bullet-} + H^{\bullet} \rightarrow H_2 + OH^-$	$2.5 \cdot 10^{10}$	2.87
3	$e_{aq}^{\bullet-} + OH^{\bullet} \rightarrow OH^-$	$2.5 \cdot 10^{10}$	4.52
4	$e_{aq}^{\bullet-} + H_{aq}^+ \rightarrow H^{\bullet}$	$1.7 \cdot 10^{10}$	1.66
5	$e_{aq}^{\bullet-} + O_2 \rightarrow O_2^{\bullet-}$	$1.9 \cdot 10^{10}$	3.8
6	$e_{aq}^{\bullet-} + H_2O_2 \rightarrow OH^{\bullet} + OH^-$	$1.3 \cdot 10^{10}$	2.56
7	$e_{aq}^{\bullet-} + HO_2 \rightarrow HO_2^-$	$2.0 \cdot 10^{10}$	4.06
8	$e_{aq}^{\bullet-} + O_2^{\bullet-} \rightarrow HO_2^- + OH^-$	$1.3 \cdot 10^{10}$	2.60
9	$e_{aq}^{\bullet-} + HO_2^- \rightarrow OH^{\bullet} + 2OH^-$	$3.5 \cdot 10^9$	0.711
10	$e_{aq}^{\bullet-} + O^{\bullet-} \rightarrow 2OH^-$	$2.2 \cdot 10^{10}$	3.87
11	$e_{aq}^{\bullet-} + DMSO \rightarrow DMS^{\bullet}$	$1.7 \cdot 10^6$	0.0004
12	$e_{aq}^{\bullet-} + ADENINE \rightarrow ADE(+e) + THY(+e)$	$1.34 \cdot 10^{10}$	3.96
13	$e_{aq}^{\bullet-} + CYTOSINE \rightarrow CYT(+e) + THY(+e)$	$1.54 \cdot 10^{10}$	4.55
14	$e_{aq}^{\bullet-} + GUANINE \rightarrow GUA(+e) + THY(+e)$	$1.59 \cdot 10^{10}$	4.70
15	$e_{aq}^{\bullet-} + THYMINE \rightarrow THY(+e)$	$1.79 \cdot 10^{10}$	5.287
16	$e_{aq}^{\bullet-} + AC_8OH^{\bullet} \rightarrow AdeFAPy$	$2.7 \cdot 10^4$	$8.0 \cdot 10^{-6}$
17	$e_{aq}^{\bullet-} + GC_8OH^{\bullet} \rightarrow GuaFAPy$	$2.0 \cdot 10^5$	$5.9 \cdot 10^{-5}$
18	$e_{aq}^{\bullet-} + TC_6OH^- \text{ yl} \rightarrow \text{Трерохyd}$	$9.8 \cdot 10^5$	$2.9 \cdot 10^{-4}$

Литература

1. Кемп П., Армс К. Введение в биологию. – М., Мир. – 1988.
2. Kolodko A.A., Wagner W. Convergence of a Nanbu type method for the Smoluchowski equation // Monte Carlo Methods and Applications. – 1997. – Vol. 3. – №4. – P. 255-273.
3. Nikjoo H., O'Neill P., Terrissol M., Goodhead D. T. Modelling of radiation-induced DNA damage: the early physical and chemical event // International journal of radiation biology. – 1994. – Nov; 66(5). – P. 453-457
4. Барабой В. А. Ионизирующая радиация, перекисление, окисление и стресс. В кн.: Вопросы теоретической и прикладной радиобиологии. / Материалы всесоюзной школы-семинара по радиобиологии. – Пермь, 1988. – С. 60-72.

Поступила в редакцию 2.05.2007

УДК 621.362

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ДЛЯ РАСЧЕТА ТЕПЛОЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО ЭЛЕКТРОГЕНЕРИРУЮЩЕГО КАНАЛА

Д.Г. Лазаренко

*Обнинский государственный технический университет атомной энергетики,
г.Обнинск*



Рассмотрена более полная математическая модель для расчета теплоэлектрофизических характеристик электрогенерирующих каналов цилиндрической геометрии термоэмиссионных реакторов-преобразователей, включающая эмиттер, коллектор, охранный электрод и внешний чехол. Предложена расчетная методика, позволяющая проведение вариантных расчетов, в том числе для оптимизации выходных характеристик электрогенерирующих каналов.

Развитие программы космических исследований, возможности и качество ее реализации зависят от масштабов энергоснабжения бортовой аппаратуры космических аппаратов. Появление нового комплекса космических задач ставит вопрос о создании энергетических установок большей мощности. Разрабатываемые в настоящее время космические ядерные энергетические установки с термоэмиссионным преобразованием энергии способны перекрыть весь необходимый мощностью диапазон с приемлемыми эксплуатационными показателями. Целью данной работы является создание адекватной математической модели для расчета теплоэлектрофизических характеристик электрогенерирующих каналов (ЭГК) цилиндрической геометрии термоэмиссионных реакторов-преобразователей. Созданная методика позволяет проведение вариантных расчетов, в том числе для оптимизации выходных электрических характеристик ЭГК. Результаты расчетов теплоэлектрофизических характеристик ЭГК с использованием предложенной модели хорошо согласуются с результатами расчетов других авторов и экспериментальными данными.

ВВЕДЕНИЕ

Дальнейшее развитие программы космических исследований, возможности и качество ее реализации зависят от масштабов энергоснабжения бортовой аппаратуры космических аппаратов (КА) и систем жизнеобеспечения обитаемых космических кораблей, от технических и эксплуатационных характеристик бортовых энергоустановок. В этих условиях ориентация только на солнечные, химические

или радиоизотопные установки может стать серьезным препятствием прогрессу в данной области. Так, например, для решения задачи всепогодного круглосуточного наблюдения за техногенными объектами и природными процессами в различных регионах Земли, потребности в электрической мощности превышают десятки киловатт, а для решения задач глобальной связи и телекоммуникаций эти потребности могут составлять сотни киловатт, для обеспечения нужд межпланетных полетов необходимы мегаваттные мощности [1]. Отмеченная тенденция появления комплекса космических задач, требующих для своей реализации десятков и сотен киловатт электрической мощности, ставит вопрос создания энергетических установок большей мощности. Разрабатываемые в настоящее время космические ядерные энергетические установки (КЯЭУ) способны перекрыть весь необходимый мощностной диапазон с приемлемыми эксплуатационными показателями.

Проблема выбора вида преобразования энергии (прямое или машинное) и типа преобразователей тепловой энергии в электрическую (статические или динамические) остается актуальной и важной для исследователей и разработчиков различных преобразователей и КЯЭУ на их основе. Дискуссия по этой проблеме среди специалистов в области КЯЭУ обострилась в последнее время в связи с высказываемыми различными точками зрения в публикациях по оценке роли и места термоэмиссионных и динамических преобразователей в перспективных разработках КЯЭУ нового поколения, в частности, в работах [2,3]. НИОКР по созданию КЯЭУ нового поколения ведутся при значительном ужесточении требований по увеличению ресурса, величины выходной электрической мощности, ядерной и радиационной безопасности. И хотя КЯЭУ с прямым преобразованием энергии уступают КЯЭУ с динамическим преобразованием по системному к.п.д. в области мегаваттных мощностей, по системному критерию удельной массы они сопоставимы. До настоящего времени только термоэлектрические и термоэмиссионные преобразователи тепловой энергии в электрическую были и остаются единственными, прошедшими не только все стадии НИОКР, но и получившими реальный опыт использования в составе КЯЭУ [4–7].

Отечественные исследования в области систем прямого преобразования энергии закончились созданием и успешными летно-конструкторскими испытаниями КЯЭУ «БУК» с термоэлектрическим преобразователем в составе КА «УС-А» (1970–1988) и КЯЭУ «ТОПАЗ» с термоэмиссионным преобразователем энергии (ТЭП) в составе КА «Плазма-А» (1987). При этом КЯЭУ «ТОПАЗ» значительно превосходили КЯЭУ «БУК» по важнейшему ряду параметров, таких как системный к.п.д., полезная электрическая мощность и ресурс. С начала 90-х годов финансирование данного направления было существенно уменьшено, тем не менее продолжались исследовательские, расчетные и проектные работы. В настоящее время ведется разработка проектов термоэмиссионных КЯЭУ с мощностью до 0,5 МВт эл. [9].

Применение высокоэффективных низкотемпературных пар электродных материалов совместно с динамической подачей паров цезия в межэлектродный зазор привело к росту электродного к.п.д. ТЭП с 7% («ТОПАЗ») до уровня 25% [10], что позволяет рассматривать возможность не только космического, но и наземного применения ТЭП. Так в ГНЦ РФ-ФЭИ разработана концепция автономной атомной теплоэлектростанции малой мощности (2 МВт эл.) с термоэмиссионным преобразованием тепловой энергии в электрическую, отличающейся малым объемом капитального строительства, высокой внутренней безопасностью и надежностью, высокой степенью заводской готовности и простотой в эксплуатации [11,12].

УСТРОЙСТВО КЯЭУ С ТЭП

Основным элементом реактора термоэмиссионной КЯЭУ является электрогенерирующий канал (ЭГК), который, как правило, конструктивно представляет собой цилиндрическую сборку последовательно соединенных однотипных электрогенерирующих элементов (ЭГЭ), заключенных в общий корпус (чехол), который омывается жидкометаллическим теплоносителем, протекающим в кольцевом зазоре, окружающем ЭГК. Все ЭГЭ отделены от корпуса ЭГК слоем электроизоляции. Для вывода электроэнергии, которую генерирует ЭГК, служат два токовывода, которые обычно изолируются от корпуса ЭГК. Однако могут быть такие конструкции ЭГК, когда один из токовыводов соединен с корпусом [10].

В свою очередь, каждый ЭГЭ состоит из собственно ТЭП и коммутационной переключки, соединяющей его с соседним ЭГЭ. ТЭП состоит из двух тонких коаксиально расположенных цилиндрических электродов, разделенных межэлектродным зазором (МЭЗ), который в рабочем состоянии заполнен парами цезия при давлении несколько мм рт.ст. Внутренний электрод (эмиттер) разогрет до высокой температуры (1300–1800 К) за счет заключенного внутри него тепловыделяющего сердечника из ядерного топлива. Тепло с эмиттера посредством теплового излучения, теплопроводности через пары цезия и дистанционирующие элементы, а также за счет переноса электронов термоэмиссии (электронного охлаждения) передается с эмиттера на внешний электрод – коллектор (температура 700–900 К), с которого через слой электроизоляции и металлический корпус снимается теплоносителем. Кроме того, существуют утечки тепла с эмиттера ЭГЭ через коммутационную переключку на коллектор соседнего ЭГЭ и за счет излучения и теплопроводности через элементы конструкции свободного торца ЭГЭ.

Обычно тепловой и электрический расчет ЭГК проводится с целью получения таких его характеристик, как изомощностная вольтамперная характеристика при заданной тепловой мощности и давлении паров цезия, а также зависимости его электрической мощности и к.п.д. от тока или напряжения [13]. Часто эти характеристики называют выходными электрическими характеристиками ЭГК. Одновременно в ходе теплового и электрического расчета ЭГК можно получить температуры электродов (в первую очередь, эмиттеров), значения плотности тока, межэлектродного напряжения и их распределение по длине в каждом ЭГЭ для заданных значений тепловой мощности и электрического тока ЭГК.

Расчет многоэлементного ЭГК обычно сводится к последовательному расчету всех входящих в него ЭГЭ и суммированию их характеристик при заданной величине протекающего электрического тока I , одинакового для всех ЭГЭ ввиду их последовательного соединения. Таким образом, основным блоком такой методики является решение системы тепловых и электрических уравнений для ЭГЭ.

Основные уравнения математической модели тепловых и электрических процессов в ЭГЭ были получены в начале 60-х годов. Одновременно велась разработка математических методов решения системы уравнений ЭГЭ, которая осложнялась их существенной нелинейностью и необходимостью решать совместно несколько таких уравнений [14].

Первоначально, из-за отсутствия достаточно мощных вычислительных машин, разрабатывались методики аналитического решения системы уравнений ЭГЭ, что приводило к необходимости упрощения математической модели. В частности, приходилось вводить допущения о линейности локальной вольт-амперной характеристике (ВАХ) ТЭП, постоянстве температуры коллектора и плотности эмиссионного тока по длине ЭГЭ. При этих допущениях уравнение теплопроводности для коллектора, вообще, исключалось из математической модели, а уравнение тепло-

проводности для эмиттера (при условии линеаризации члена, описывающего теплопередачу излучением) и уравнение для межэлектродного напряжения становились линейными и допускали аналитическое решение. В дальнейшем (1965 г.) для решения нелинейного уравнения теплопроводности для эмиттера были применены вариационные методы и метод Галеркина [14], что позволило более точно рассчитать распределение температуры вдоль эмиттера, сравнить результаты расчета характеристик ЭГЭ с результатами по «линеаризованной» методике и показать, что несмотря на ряд довольно сильных упрощающих допущений, «линеаризованные» методики имеют право на существование и позволяют рассчитывать выходные энергетические характеристики ЭГЭ довольно точно.

Дальнейший прогресс в развитии расчетных методов исследования выходных характеристик ЭГК был связан с разработкой численных методов решения системы нелинейных дифференциальных уравнений ЭГЭ [13]. Достоинством численных методов расчета выходных характеристик является возможность учета всех связей при любом их характере и количестве, более высокая точность расчета искомых величин в пределах принятых допущений (распределение температуры, потенциала, плотности тока). Тем не менее, используемая при расчетах математическая модель тепловых и электрических процессов ЭГЭ даже при некоторых упрощающих допущениях (принцип аддитивности вольтамперной характеристики в рабочем процессе термоэмиссионного преобразования в ЭГК, азимутальная симметрия, пренебрежение радиальным распределением параметров ввиду «тонкости» электродов и др.), сводится к системе одномерных нелинейных дифференциальных уравнений 2-го порядка, описывающих только распределение температуры эмиттера, коллектора и разности потенциалов между электродами и их распределение по длине ЭГК. Нелинейность этих уравнений обусловлена наличием теплопередачи между электродами излучением и эмиссионным током электронов. Во все уравнения входит зависимость эмиссионного тока от температуры эмиттера, температуры коллектора, межэлектродного напряжения и ряда других параметров, которая и замыкает эти уравнения в единую систему. Расчет этой зависимости (локальной ВАХ ТЭП) является весьма сложной задачей, требующей рассмотрения элементарных процессов в низкотемпературной плазме МЭЗ, процессов, протекающих на электродах ТЭП, и обычно используется для оценок характеристик ЭГК. Локальная ВАХ ТЭП может быть получена также экспериментально при его лабораторных испытаниях [15]. Такие экспериментальные базы данных используются в согласованных с реальным уровнем технологии расчетах характеристик ЭГК и реактора-преобразователя.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Целью данной работы является создание адекватной математической модели для расчета теплоэлектрофизических характеристик ЭГК цилиндрической геометрии, в том числе более сложной геометрии, чем пара коаксиально расположенных электродов. Созданная методика должна позволять проведение многовариантных расчетов, в том числе, для оптимизации ВАХ ЭГК. Важной задачей, помимо развиваемых в работе расчетных моделей, является прямое обращение к экспериментальным базам данных локальных ВАХ и проведение требуемых выборок ВАХ внутри расчетного алгоритма.

Расчетная схема

Все многообразие конструктивных схем цилиндрических ЭГК можно свести к двум основным, представленным на рис.1. Это так называемый унифицированный ЭГК (а) и ЭГК с внешним расположением топлива (ВРТ) (б) [10]. Обе схемы вклю-

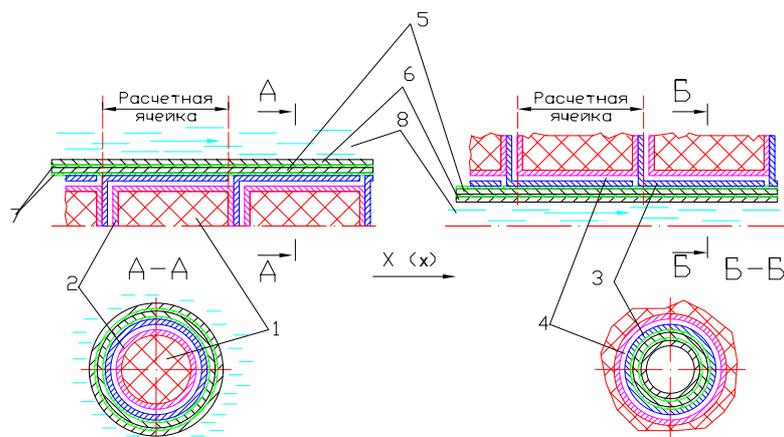


Рис. 1. Расчетная схема для ячеек ЭГЭ: а – ячейка унифицированного ЭГК, б – ячейка ЭГК с внешним расположением топлива; 1 – топливо, 2 – твэл-эмиттер, 3 – коллектор, 4 – межэлектродный зазор, 5 – охранный электрод, 6 – чехол, 7 – слои электроизоляции, 8 – теплоноситель

чают твэл, совмещенный с эмиттером, отделенный от него межэлектродным зазором коллектор, через слой «мокрой» (находящейся в парах цезия) электроизоляции контактирующий с охранным электродом, который, в свою очередь, через слой «сухой» электроизоляции контактирует с корпусом, омываемым теплоносителем. Рассмотренные выше расчетные схемы описывают процессы, происходящие в элементарном ТЭП, т.е. термоэмиссионной электродной паре, при достаточно грубых допущениях: коллектор рассматривается по модели в сосредоточенных параметрах, распределение тепловых потоков и температуры в охранным электроде, корпусе и теплоносителе не рассматривается.

В настоящей работе задача по определению распределения температуры и потенциалов в ЭГЭ ставится в наиболее полном и замкнутом для расчетной оптимизации характеристик и размеров ЭГЭ/ЭГК виде, с учетом продольных перетечек тепла не только в эмиттере, но и коллекторе, охранным электроде, корпусе. Кроме того, учтен подогрев теплоносителя вдоль ЭГК по ходу течения охлаждающего теплоносителя, зависимость теплофизических и электрофизических параметров от температуры, а также используются аппроксимированные в широком диапазоне изменения температуры эмиттера и коллектора экспериментальные вольтамперные характеристики. В такой постановке задачи появляется возможность не только увеличить адекватность расчетной модели реальной ячейки в смысле уточнения вольтамперных характеристик ЭГЭ, но и получить распределения температуры в «слоеном пироге» коллектор – охранный электрод – слой электроизоляции – корпус, что важно для оценки уровня термических напряжений и прогноза надежности и ресурса ЭГК.

Система уравнений

Конструкция ЭГЭ представляет собой систему коаксиальных оболочек с определенными законами теплообмена на цилиндрических поверхностях и описывается системой трехмерных (ρ, φ, x) дифференциальных уравнений теплопереноса и распределения потенциала второго порядка, дополненной балансным уравнением распределения температуры в теплоносителе первого порядка. Однако задача может быть существенно упрощена при условии аксиальной симметрии тепловыделения в твэл (что имеет место на большей части сечения активной зоны реактора-преобразователя) без существенного снижения точности расчета. Для это-

го поступаем следующим образом: проинтегрируем двумерные уравнения по радиусу и азимутальному углу, в результате получим систему одномерных уравнений второго порядка относительно средних по сечению конструктивных элементов значений температуры и потенциалов. Кроме того, в целях дальнейшего упрощения задачи целесообразно пренебречь продольными перетечками тепла в слоях изоляции (ввиду ее низкой, по сравнению с металлом, теплопроводности), а их термическое сопротивление включить в одномерные уравнения заменой поверхностных тепловых источников на эквивалентные объемные по зависимости $q_v = q_s/\delta^i$, где δ^i – толщина i -го слоя электроизоляции.

Далее в качестве примера проведенных расчетов рассматривается математическая модель ЭГЭ с внешним расположением топлива, которая включает в себя следующие уравнения (далее принято: *вн* и *нар* – внутренней и наружной поверхностям, уравнения нормированы на единицу длины ЭГЭ).

Уравнение баланса тепла для внутреннего эмиттера

$$Q_T + Q_{джэ} - Q_{расэ} - Q_{Cs} - Q_{изл} - Q_{элэ} = 0,$$

где $Q_T = (1 - \eta) \cdot Q_{топ}$ – тепловая мощность, выделяемая во внутренней части топливного сердечника ЭГЭ; $Q_{джэ} = J_{э}^2 \rho_{э} \pi (R_{нар}^2 - R_{вн}^2)^{-1}$ – тепловая мощность выделяемая при протекании тока через эмиттер (джоулево тепло);

$Q_{расэ} = \frac{d}{dx} \left(l_{э} \frac{dT_{э}}{dx} \right) \rho (R_{нар}^2 - R_{вн}^2)$ – тепловые потери за счет продольных растечек;

$Q_{элэ} = 2\pi R_{эвн} j_{Cs} (u + \Delta u_{э})$ – тепловые потери на электронное охлаждение эмиттера;

$Q_{Cs} = 2\pi R_{эвн} k_{Cs} (T_{э} - T_K)$ – тепловые потери за счет теплопроводности через пары Cs; $Q_{изл} = 2\pi R_{эвн} \varepsilon \sigma (T_{э}^4 - T_K^4)$ – тепловые потери за счет лучистого переноса энергии.

Уравнение баланса тепла для внутреннего коллектора

$$Q_{изл} + Q_{Cs} + Q_{джк} + Q_{элк} - Q_{раск} - Q_{моэ} = 0,$$

где $Q_{изл}$ – теплоприток за счет лучистого переноса энергии; Q_{Cs} – теплоприток за счет теплопроводности через пары Cs; $Q_{джк} = J_K^2 \rho_K \pi (R_{нар}^2 - R_{квн}^2)^{-1}$ – тепловая мощность, выделяемая при протекании тока через коллектор;

$Q_{элк} = 2\pi R_{квн} j_{Cs} (u + \Delta u_K)$ – тепловая мощность, выделяемая при электронном

нагреве коллектора; $Q_{раск} = \frac{d}{dx} \left(\lambda_K \frac{dT_K}{dx} \right) \pi (R_{нар}^2 - R_{квн}^2)$ – тепловые потери за счет продольных растечек; $Q_{моэ} = 2\pi R_{квн} k_{оэ} (T_K - T_{оэ})$ – тепловые потери на нагрев охранного электрода.

Уравнение баланса тепла для внутреннего охранного электрода

$$Q_{тоэ} - Q_{расоэ} - Q_{тоб} = 0,$$

где $Q_{тоэ}$ – теплоприток от коллектора за счет теплопроводности;

$Q_{расоэ} = \frac{d}{dx} \left(\lambda_{оэ} \frac{dT_{оэ}}{dx} \right) \pi (R_{квн}^2 - R_{оэнар}^2)$ – тепловые потери за счет продольных растечек; $Q_{тоб} = \alpha (T_{об} - T_{тн}) 2\pi R_{обвн}$ – теплоотток к оболочке за счет теплопроводности.

Уравнение баланса тепла для внутренней оболочки

$$Q_{\text{ТОБ}} - Q_{\text{расОБ}} - Q_{\text{ТН}} = 0,$$

где $Q_{\text{ТОБ}}$ – теплоприток к оболочке за счет теплопроводности;

$Q_{\text{расОБ}} = \frac{d}{dx} \left(\lambda_{\text{ОБ}} \frac{dT_{\text{ОБ}}}{dx} \right) \pi (R_{\text{ОЭВН}}^2 - R_{\text{ОБНАР}}^2)$ – тепловые потери за счет продольных течек;

$Q_{\text{ТН}} = \alpha (T_{\text{ОБ}} - T_{\text{ТН}}) 2\pi R_{\text{ОБВН}}$ – теплоотток к теплоносителю за счет теплопроводности.

Уравнение баланса тепла для внутреннего потока теплоносителя

$$G c_p \frac{dT_{\text{ТН}}}{dx} = \alpha (T_{\text{ОБ}} - T_{\text{ТН}}) 2\pi R_{\text{ОБВН}}.$$

Напряжение на внутреннем эмиттере

$$\frac{d^2 U_{\text{Э}}}{dx^2} = \frac{\rho_{\text{Э}}}{S_{\text{Э}}} 2\pi R_{\text{ЭВН}} j_{\text{СЭ}}(x).$$

Напряжение на внутреннем коллекторе

$$\frac{d^2 U_{\text{К}}}{dx^2} = \frac{\rho_{\text{К}}}{S_{\text{К}}} 2\pi R_{\text{КНАР}} j_{\text{СК}}(x).$$

Здесь $Q_{\text{ТОП}}$ – полная тепловая мощность топливного сердечника; η – поправочный коэффициент разделения теплового потока, $T_{\text{Э}}$ – средняя температура эмиттера, $T_{\text{К}}$ – средняя температура коллектора, $T_{\text{ОЭ}}$ – средняя температура охранный электрода, $T_{\text{ОБ}}$ – средняя температура оболочки, $T_{\text{ТН}}$ – средняя температура теплоносителя, $R_{\text{ЭВН}}$, $R_{\text{ЭНАР}}$, $R_{\text{КВН}}$, $R_{\text{КНАР}}$, $R_{\text{ОЭВН}}$, $R_{\text{ОЭНАР}}$, $R_{\text{ОБВН}}$, $R_{\text{ОБНАР}}$ – соответствующие радиусы эмиттера, коллектора, охранный электрода и оболочки, $\lambda_{\text{Э}}$, $\lambda_{\text{К}}$, $\lambda_{\text{ОЭ}}$, $\lambda_{\text{ОБ}}$ – коэффициенты теплопроводности материалов эмиттера, коллектора, охранный электрода и оболочки, $\kappa_{\text{СЭ}}$ – эффективный коэффициент теплопередачи через пары цезия, $\kappa_{\text{ОЭ}}$ – эффективный коэффициент теплопередачи через охранный электрод, $s_{\text{Э}}$ – удельное сопротивление материала эмиттера, $j_{\text{СЭ}}$ – плотность тока в МЭЭ, $J_{\text{Э}}$ – объемный ток эмиттера, $\rho_{\text{К}}$ – удельное сопротивление материала коллектора, $J_{\text{К}}$ – объемный ток коллектора, ε – приведенная степень черноты электродной пары, σ – постоянная Больцмана, G – расход теплоносителя через канал, c_p – теплоемкость теплоносителя, α – коэффициент теплопередачи теплоносителя.

Математическая модель ЭГЭ с внутренним расположением топлива (унифицированный ЭГК) записывается аналогичным образом.

Введем безразмерных величин температуры $\theta_i = T_i / T_{\text{СЭ}}$ и координаты $\xi = x / R_{\text{КОРП}}$ ($T_{\text{СЭ}}$ – температура цезиевого резервуара, $R_{\text{КОРП}}$ – характерный размер корпуса в расчетной ячейке), система одномерных уравнений теплопереноса и распределения потенциала приводится к безразмерному виду:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d^2\theta_{\text{Э}}}{d\xi^2} = \kappa_{51} \cdot f_{51} \cdot (\theta_{\text{Э}} - \theta_{\text{К}}) + \kappa_{52} \cdot f_{52} \cdot (\theta_{\text{Э}}^4 - \theta_{\text{К}}^4) + \kappa_{53} \cdot f_{53} \cdot j_{\text{СЭ}} \cdot (U_{\text{Э}} - U_{\text{К}} + \Delta U_{\text{Э}}) - \kappa_{54} \cdot f_{54} - \kappa_{55} \cdot f_{55} \cdot J_{\text{Э}}^2 \\ \frac{d^2\theta_{\text{К}}}{d\xi^2} = \kappa_{41} \cdot f_{41} \cdot (\theta_{\text{К}} - \theta_{\text{ОЭ}}) - \kappa_{42} \cdot f_{42} \cdot (\theta_{\text{Э}} - \theta_{\text{К}}) - \kappa_{43} \cdot f_{43} \cdot (\theta_{\text{Э}}^4 - \theta_{\text{К}}^4) - \kappa_{44} \cdot f_{44} \cdot j_{\text{СЭ}} \cdot \Delta U_{\text{К}} - \kappa_{45} \cdot f_{45} \cdot J_{\text{К}}^2 \\ \frac{d^2\theta_{\text{ОЭ}}}{d\xi^2} = \kappa_{31} \cdot f_{31} \cdot (\theta_{\text{ОЭ}} - \theta_{\text{ОБ}}) - \kappa_{32} \cdot f_{32} \cdot (\theta_{\text{К}} - \theta_{\text{ОЭ}}) \\ \frac{d^2\theta_{\text{ОБ}}}{d\xi^2} = \kappa_{21} \cdot f_{21} \cdot (\theta_{\text{ОБ}} - \theta_{\text{ТН}}) - \kappa_{22} \cdot f_{22} \cdot (\theta_{\text{ОЭ}} - \theta_{\text{ОБ}}) \\ \frac{d\theta_{\text{ТН}}}{d\xi} = \kappa_{11} \cdot f_{11} \cdot (\theta_{\text{ОБ}} - \theta_{\text{ТН}}) \end{array} \right. .$$

Граничные условия

Как было отмечено выше, учет продольных перетечек тепла в математической модели приводит к системе нелинейных дифференциальных уравнений второго порядка. Поиск решений системы для целей оптимизации производится при адиабатических граничных условиях на оболочке и охранном электроде для возможности сравнения результатов расчетов для различных ЭГЭ. При дальнейшем расчете ЭГК возможен переход к другим граничным условиям.

$$\text{Граничные условия для эмиттера: } \frac{dT_{\text{Э1}}}{dx}(0) = 0, \quad \frac{dT_{\text{Э1}}}{dx}(\xi_{\text{К}}) = -K_{\text{ТЭЭ}}(T_{\text{Э1}}(\xi_{\text{К}}) - T_{\text{К1}}(0)).$$

$$\text{Граничные условия для коллектора: } \frac{dT_{\text{К1}}}{dx}(\xi_{\text{К}}) = 0, \quad \frac{dT_{\text{К1}}}{dx}(0) = -K_{\text{ТКК}}(T_{\text{Э1}}(\xi_{\text{К}}) - T_{\text{К1}}(0)).$$

$$\text{Граничные условия для охранного электрода: } \frac{dT_{\text{ОЭ1}}}{dx}(\xi_{\text{К}}) = 0, \quad \frac{dT_{\text{ОЭ1}}}{dx}(0) = 0.$$

$$\text{Граничные условия для оболочки корпуса: } \frac{dT_{\text{ОБ}}}{dx}(0) = 0, \quad \frac{dT_{\text{ОБ}}}{dx}(\xi_{\text{К}}) = 0.$$

$$\text{Граничные условия для теплоносителя: } T_{\text{ТН}}(0) = T_{\text{ТНвход}}.$$

$$\text{Граничные условия для потенциала на эмиттере: } \frac{dU_{\text{Э}}}{dx}(0) = 0, \quad \frac{dU_{\text{Э}}}{dx}(x_{\text{К}}) = \frac{\rho_{\text{Э}}}{S_{\text{Э}}} \cdot I.$$

$$\text{Граничные условия для потенциала на коллекторе: } \frac{dU_{\text{К}}}{dx}(0) = \frac{\rho_{\text{К}}}{S_{\text{К}}} \cdot I, \quad \frac{dU_{\text{К}}}{dx}(x_{\text{К}}) = 0.$$

РЕШЕНИЕ

Аппроксимация параметров, зависящих от температуры

В полученные уравнения входит ряд теплофизических и электрических параметров, зависящих от температуры. Значения данных параметров, как правило, приведены в виде таблиц для дискретного набора температур. В данной работе при проведении расчетов возникла необходимость учета температурных зависимостей на непрерывных интервалах температур. Для этой цели была выполнена аппроксимация дискретных данных аналитическими функциями. Аппроксимация проводилась на участках характерных температур полиномами различных степеней. Погрешность аппроксимации оценивалась по методу наименьших квадратов. Наибольшее значение погрешности не превышает 5%, что является вполне удовлетворительной точностью при проведении оптимизационных расчетов.

Метод решения

Решение системы дифференциальных уравнений второго порядка производилось численным интегрированием по методу аппроксиматирующих функций, точно удовлетворяющим краевым условиям, с минимизацией ошибки аппроксимации методом наименьших квадратов [16].

Суть метода заключается в следующем. Пусть дана система дифференциальных уравнений для величин $\Theta_i(\xi)$, определенных на отрезке $[0, \xi_k]$. Требуется найти решения системы дифференциальных уравнений:

$$L_i \Theta_i(\xi) = f_i(\xi) \quad (\xi \in V), \\ i=1,2,\dots,n$$

удовлетворяющие краевым условиям:

$$B_i \Theta_i(\xi) = b_i(\xi) \quad (\xi \in S),$$

где L, B – операторы, S – граница области V .

Аппроксимируем искомые решения $\Theta_i(\xi)$ некоторыми аппроксимирующими функциями $\varphi_i = \varphi_i(x)$, которые удовлетворяют краевым условиям и зависят от m_i параметров $a_{1k}^i, a_{2k}^i, \dots, a_{m_i k}^i$, где m_i больше степени соответствующего уравнения. Ошибка аппроксимации есть функция от a_{1k}^i :

$$E(\xi, a_{1k}^i) \in L_i \varphi_i(\xi, a_{2k}^i, \dots, a_{m_i k}^i) - f_i(x).$$

Неизвестные параметры a_{1k}^i определяют по одной из следующих схем:

- методом коллокации (нулевая невязка на сетке) [16];
- среднеквадратическими приближениями (интегральный или на сетке) [16];
- методом Галеркина (минимизация с весовыми функциями) [14].

Для поиска решений был принят метод среднеквадратических приближений, согласно которому a_{1k}^i выбирают так, чтобы минимизировать средние квадратические ошибки

$$J_i(a_{1k}^i, a_{2k}^i, \dots, a_{m_i k}^i) \equiv \int_V |E(\xi, a_{1k}^i, a_{2k}^i, \dots, a_{m_i k}^i)|^2 d\xi.$$

Минимуму средних квадратических ошибок соответствуют нули частных производных по коэффициентам a_{1k}^i :

$$\frac{\partial J_i(a_{1k}^i, a_{2k}^i, \dots, a_{m_i k}^i)}{\partial a_{1k}^i} = 0, \quad (*)$$

которые и являются уравнениями для определения величин a_{1k}^i .

Применительно к рассматриваемой системе уравнений ввиду гладкости решений – распределений температуры и потенциала, представляется возможным использовать в качестве аппроксимирующих функций полиномов второго-третьего порядка. При этом два коэффициента каждого из полиномов следует определить из соответствующих граничных условий, а для нахождения последующих использовать систему уравнений, определяемых по (*).

Результаты тестового расчета

Проверка работоспособности предложенной математической модели и расчетной методики проводилась путем выполнения тестового расчета 14-элементного цилиндрического ЭГК сложной геометрии (объединяющего внутреннюю и внешнюю расчетные модели) и ЭГК ЯЭУ типа «Топаз». Для решения поставленной задачи использовался вычислительный комплекс MathCAD 12. Пример тестового расчета по внешней расчетной модели представлен на рис. 2. По оси ординат отложена безразмерная температура эмиттера (отношение температуры эмиттера к

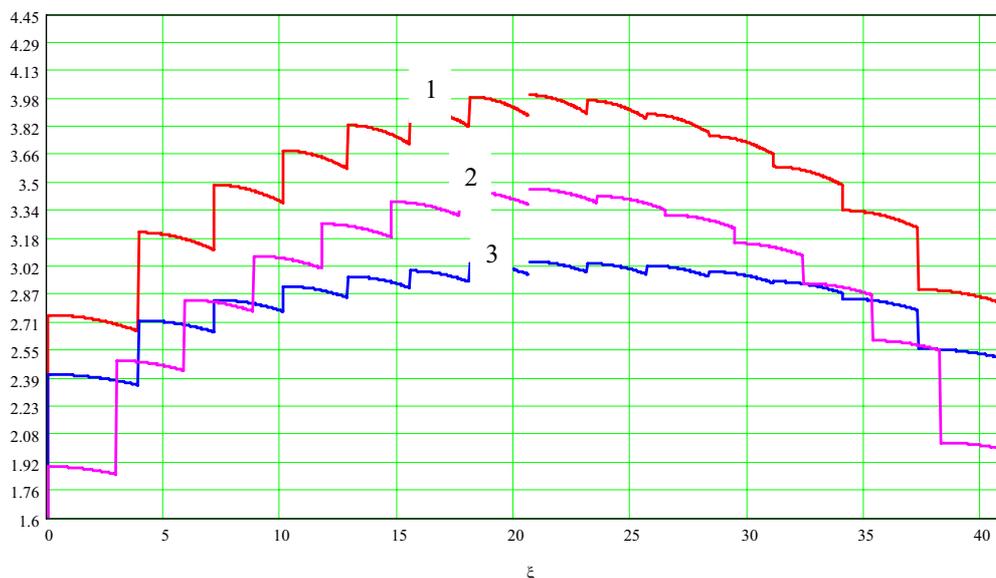


Рис. 2. Тестовый расчет по внешней расчетной модели (ЭГК с ВРТ): 1 – режим холостого хода $I = 0$, 2 – $I = 200$ А, непрофилированные по длине ЭГЭ, 3 – $I = 200$ А, профилированные по длине ЭГЭ

температуре цезиевого термостата), по оси абсцисс – безразмерная длина.

Полученные распределения температуры и потенциалов по длине эмиттера и коллектора качественно согласуются с приведенными в литературе данными [13]. Результаты расчетов распределений температуры на коллекторе, охранном электроде и оболочке свидетельствуют о существенной неизотермичности этих элементов вследствие байпасной перетечки тепла от эмиттера к коллектору по коммутационной перемычке. Следует отметить, что влияние этой неизотермичности практически не отражается на электрофизических характеристиках ЭГЭ, но оказывает значительное влияние на величину термических напряжений в межэлектродной изоляции и результаты теплового расчета могут быть использованы в качестве исходных данных в расчетах по подтверждению ее ресурса. Влияние оттока тепла по перемычке оказывает существенно большее влияние на эмиттер, нарушение изотермичности которого приводит к снижению эффективности работы ЭГЭ. Введение профилирования ЭГК по длинам ЭГЭ позволяет существенно выровнять неравномерность температур на эмиттерах ЭГЭ вследствие перераспределения плотности электронного охлаждения, тем самым устраняя перегревы эмиттеров и увеличивая рабочий ресурс ЭГК.

ВЫВОДЫ

1. Выполненный анализ используемых методик расчета характеристик ЭГК показал их ограниченную применимость, т.к. в заложенной в них математической модели рассматривается только термоэмиссионная электродная пара при недостаточно корректных допущениях о температурном поле коллектора. Методики не позволяют выполнять расчет температурных полей в конструктивных элементах ЭГЭ (кроме эмиттера).

2. Разработана полная математическая модель ЭГЭ, включающая уравнения теплопроводности во всех конструктивных элементах ЭГЭ.

3. Выполнены тестовые расчеты ЭГЭ, результаты согласуются с данными, полученными по другим методикам в пределах принятых в них ограничений.

4. Разработанная математическая модель процессов в ЭГЭ и предложенные методики могут быть использованы для расчета полей температур в конструктивных элементах ЭГК и потенциалов на электродах.

Автор выражает благодарность научному руководителю В.И. Ярыгину за постановку интереснейшей задачи, а также сотрудникам лаборатории «Исследования фундаментальных проблем преобразования различных видов энергии» ГНЦ РФ-ФЭИ В.А. Линнику, Е.Г. Виноградову и заместителю заведующего кафедрой «Перспективных методов получения и преобразования энергии» ИАТЭ В.Л. Шаблову за полезные дискуссии.

Литература

1. *Коротеев А.С.* Анализ перспективных космических задач и место ядерных энергодвигательных установок в их решении / Международная конференция «Ядерная энергетика в космосе – 2005» (Москва-Подольск, 2005): Сб. докл. – Т.1. – С.1-7.
2. *El-Genk M.* Energy Conversion Options for NASAs Space Nuclear Power Systems Initiative / Международный конгресс по усовершенствованным ядерным энергетическим установкам (ICAPP03) (Испания, 2003): Докл. №3001.
3. *Ярыгин В.И., Сидельников В.Н., Миронов В.С.* Выбор вида преобразования энергии для инициативы НАСА по космическим ядерным энергетическим системам – недооцененные возможности термоэмиссии / 2-я Международная конференция по инженерным проблемам преобразования энергии (2nd IESEEC2004) (США, 2004 г): Докл. №-AIAA-2004-5586: Сб. трудов на CD.
4. *Грязнов Г.М., Пупко В.Я.* «Топаз-1». Советская космическая ядерно-энергетическая установка // Природа. – 1991. – Вып.10. – С.29-36.
5. *Ponomarev-Stepnoi N.N., Talyzin V.M., Usov V.A.* Russian Space Nuclear Power and Nuclear Thermal Propulsion Systems // Nuclear News. – 2000. – P.33-46.
6. *Truscello V.C.* SP-100 Power System / Отраслевая юбилейная конференция «Ядерная энергетика в космосе» (Обнинск, 1990): Сб. докл. – Ч.2. – С.497-512.
7. *Зродников А.В., Забудько А.Н., Дубинин А.А. и др.* Взгляд на космическую ядерную энергетику: 50 лет назад, 50 лет вперед / Международная конференция МАГАТЭ «Атомной энергетике – 50 лет» (Обнинск, 2004): Тез. докл. – С.221-222.
8. *Полетаев Б.И., Лянной Е.Г., Романов А.В., Павлов А.Ю.* Работы КБ «Арсенал» по созданию космических аппаратов с ядерными энергетическими установками / Международная конференция «Ядерная энергетика в космосе – 2005» (Москва-Подольск, 2005): Сб. докл. – Т.1. – С.247-250.
9. *Овчаренко М.К., Забудько А.Н., Ярыгин В.И. и др.* Концепция долгоресурсной ЯЭУ “Эльбрус-400/200” с эффективными низкотемпературными термоэмиссионными преобразователями, вынесенными из активной зоны / Международная конференция «Ядерная энергетика в космосе – 2005» (Москва-Подольск, 2005): Сб. докл. – Т.1. – С.144-150.
10. *Ярыгин В.И.* Термоэлектричество и термоэмиссия в космических ядерных энергетических установках прямого преобразования. Современное состояние и перспективы / Международная конференция «Ядерная энергетика в космосе – 2005» (Москва-Подольск, 2005): Сб. докл. – Т.1. – С.27-45.
11. *Кротов А.Д., Кузнецов Р.В., Лазаренко Д.Г. и др.* Концептуальный проект атомной теплоэлектростанции малой мощности с прямым преобразованием тепловой энергии в электрическую / Каталог тезисов проектов научно-технических коллективов молодых ученых, аспирантов и студентов, представленных на всероссийский конкурсный отбор по приоритетным направлениям науки и высоких технологий. – М.: Изд-во РГУИТТ, 2006. – С.77-79
12. *Лазаренко Г.Э., Ярыгин В.И., Пышко А.П., Овчаренко М.К., Михеев А.С., Линник В.А., Кротов А.Д., Лазаренко Д.Г., Сонько А.В.* Автономная ядерная энергетическая установка электро- и теплоснабжения прямого преобразования тепловой энергии в электричество / Международная научно-практическая конференция «Малая энергетика – 2006» (Москва 2006): Тез. докл. – С.68-70.
13. *Ружников В.А.* Методы расчета тепловых и электрических характеристик систем прямого преобразования энергии. Ч.1. Термоэмиссионный электрогенерирующий канал ЭГК. – Обнинск: ФЭИ, 2001. – 25 с.

14. *Линник В.А.* Расчетно-теоретические методы исследования выходных характеристик термоэмиссионных электрогенерирующих элементов, электрогенерирующих сборок (каналов) и реакторов преобразователей космических ЯЭУ/Препринт ФЭИ-3058. – Обнинск, 2005. – 70 с.

15. *Ярыгин В.И.* Физические основы термоэмиссионного преобразования энергии: Учебное пособие. Ч.1. Введение в специальность. – Обнинск: ИАТЭ, 2006. – 104 с.

16. *Корн Г., Корн Т.* Справочник по математике (для научных работников и инженеров). – М.: Наука, 1974. – 822 с.

Поступила в редакцию 26.12.2006

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ПРОЦЕССА ФУНКЦИОНИРОВАНИЯ АВТОМАТИЗИРОВАННОГО ТЕХНОЛОГИЧЕСКОГО КОМПЛЕКСА «ОБЪЕКТ ЗАЩИТЫ – СИСТЕМА БЕЗОПАСНОСТИ» С ВОССТАНАВЛИВАЕМЫМИ ЭЛЕМЕНТАМИ И ПЕРИОДИЧЕСКИМ КОНТРОЛЕМ СИСТЕМЫ БЕЗОПАСНОСТИ

А.И. Перегуда, Д.А. Тимашов

*Обнинский государственный технический университет атомной энергетики,
г. Обнинск*

Р

В данной работе предлагается математическая модель надежности функционирования автоматизированного технологического комплекса «объект защиты – система безопасности». Разработана математическая модель процесса функционирования автоматизированного технологического комплекса «объект защиты – система безопасности», в которой учитывается предусмотренная система планово-восстановительных мероприятий ОЗ и СБ, целью которых является обеспечение безопасной эксплуатации объекта защиты. Для вероятности того, что авария комплекса произойдет в интервале времени $[0, t]$, получен каскад интегральных уравнений и его решение. Применение метода малого параметра позволило получить асимптотическое решение данной задачи.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Использование опасных технологий, таких как атомные электростанции, потребовало включения в состав оборудования, реализующего эти технологии, систем безопасности. Обеспечение надежности ядерного реактора является одной из важных задач в комплексе мероприятий, гарантирующих стабильную и непрерывную работу АЭС. В данной работе будет построена модель функционирования автоматизированного технологического комплекса, состоящего из объекта защиты (ОЗ) и системы безопасности (СБ). При нормальном функционировании ОЗ системы безопасности не нужны, тогда как при нарушении нормального функционирования ОЗ системы безопасности переводят аварийные ситуации в ранг неопасных. Следовательно, системам безопасности отводится важная роль обеспечения безопасности функционирования, но они не являются средством, обеспечиваю-

© А.И. Перегуда, Д.А. Тимашов, 2007

щим надежную работу ОЗ. Эту особенность функционирования СБ требуется учитывать при оценке показателей надежности и вероятностного анализа систем безопасности. Математические модели надежности АТК с восстанавливаемыми элементами рассматривались в работах [1–3].

Под скрытым отказом будем понимать отказ, обнаружение которого невозможно без проведения специальных операций по контролю работоспособности СБ. Ложный отказ – отказ, появление которого сопровождается признаками, обнаруживаемыми без проведения операций по контролю работоспособности СБ. В данной работе рассматривается случай, когда СБ и ОЗ – восстанавливаемые системы. Процесс функционирования элементов АТК можно представить в виде графической модели, которая отражает эволюцию комплекса (см. рис. 1).

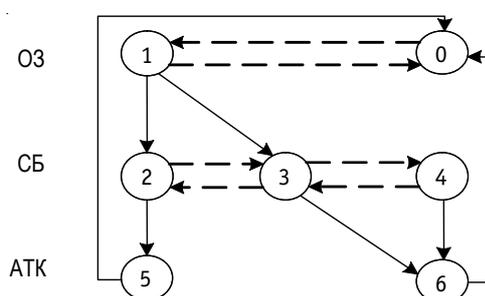


Рис. 1. Диаграмма состояний и переходов АТК «ОЗ – СБ»

Здесь горизонтальные пунктирные линии означают переходы из одного состояния в другое элементов АТК, а вертикальные и косые сплошные линии – переходы АТК. Состояния на диаграмме означают следующее: 0 – исправная работа ОЗ; 1 – отказ ОЗ; 2 – скрытый отказ СБ; 3 – исправная работа СБ; 4 – ложный отказ СБ; 5 – авария АТК; 6 – останов комплекса. Если ОЗ будет находиться в состоянии 1, а СБ – в состоянии 3, то произойдет переход комплекса в состояние аварии 5. Авария – это событие, заключающееся в крупном нарушении режимов работы системы, приводящем к созданию опасных условий для жизни человека и окружающей среды. Все остальные возможные ситуации приводят к состоянию останова 6. Переход из 6 в 0 соответствует проведению планово-восстановительных мероприятий. В данной работе рассматриваются только те траектории процесса функционирования комплекса, которые приводят к аварии системы.

Кроме того, будем рассматривать процесс периодического контроля СБ. Пусть процедура периодических контрольных профилактик выполняется за определенный ненулевой конечный промежуток времени, причем в это время СБ не функционирует. Нахождению оптимального периода профилактики посвящены работы [4–7].

Пусть наработки на отказ СБ – это независимые случайные величины ξ_i с одной и той же произвольной функцией распределения $F_{\xi}(x)=P(\xi \leq x)$; контрольные профилактики производятся через время T , а длительность контрольной проверки равна θ . В случае обнаружения отказа СБ выполняются восстановительные работы. Пусть времена восстановления СБ – это независимые случайные величины η_i с одной и той же произвольной функцией распределения $G_{\eta}(x)=P(\eta \leq x)$. Множество интервалов времени, в течение которых СБ исправна, обозначим Q^+ , а множество остальных интервалов – Q^- . Нарботки на отказ ОЗ – это независимые случайные величины χ_i с одной и той же произвольной функцией распределения $F_{\chi}(x)=P(\chi \leq x)$. Предполагаем, что восстановление ОЗ после отказа полное. Пусть

времена восстановления ОЗ – это независимые случайные величины γ_i с одной и той же произвольной функцией распределения $F_\gamma(x) = P(\gamma \leq x)$. Для перехода аварийной ситуации в аварию необходимо, чтобы ей предшествовал скрытый отказ СБ. Таким образом, процесс функционирования ОЗ, в этом контексте, является определяющим, т.к. именно он задает моменты регенерации автоматизированного технологического комплекса «ОЗ–СБ», характеризующегося продолжительностью цикла регенерации $\tau = \chi + \gamma$. Последовательность $\{(\chi_i, \gamma_i), i \geq 1\}$ независимых, одинаково распределенных неотрицательных величин есть альтернирующий процесс восстановления.

Целью работы является создание математической модели надежности АТК «ОЗ–СБ», а также вычисление вероятности аварии комплекса.

РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ

Очевидно, что авария произойдет, если отказ ОЗ придется на тот промежуток времени, когда СБ не действует, т.е. условие аварии можно записать в виде $\chi \in Q^-$. Заметим, что авария АТК может быть реализована по одному из двух возможных сценариев: 1) $\chi_1 < t \leq \chi_1 + \gamma_1$; 2) $\chi_1 + \gamma_1 < t$. Вероятность аварии автоматизированного технологического комплекса за время t обозначим функцией $P_a(t)$. Тогда вероятность аварии $P_a(t)$ комплекса за время $(0, t)$ определяется соотношением:

$$P_a(t) = M(J_{\chi \in Q^-} J_{\chi < t \leq \chi + \gamma} + J_{\chi \in Q^-} J_{\chi + \gamma < t}),$$

где $J_A = J(w \in A) = \begin{cases} 1, & w \in A \\ 0, & w \notin A \end{cases}$ – индикатор события $w \in A$.

Учитывая возможные сценарии реализации аварии, представим $P_a(t)$ в виде

$$P_a(t) = M(J_{\chi \in Q^-} J_{\chi < t \leq \chi + \gamma}) + M(J_{\chi \in Q^-} J_{\chi + \gamma < t}) = M(J_{\chi \in Q^-} J_{\chi \leq t}) + M(J_{\chi + \gamma \leq t} P_a(t - \chi - \gamma)).$$

Для вероятности аварии АТК запишем следующее интегральное уравнение:

$$P_a(t) = f(t) + \int_0^t P_a(t - z) dF_\tau(z), \quad (1)$$

где $F_\tau(z) = P(\tau \leq z) = P(\chi + \gamma \leq z)$ – функция распределения продолжительности цикла регенерации процесса функционирования объекта защиты. Преобразуем $f(t)$:

$$f(t) = M(J_{\chi \in Q^-} J_{\chi \leq t}) = M \int_0^t J_{t \in Q^-} dF_\chi(t) = \int_0^t P(t \in Q^-) dF_\chi(t).$$

Получим выражение для вероятности $P(t \in Q^-)$; в соответствии с формулой полной вероятности имеем:

$$P(t \in Q^-) = \int_0^\infty \int_0^\infty P(t \in Q^- | \xi_1 = x, \eta_1 = y) dF_\xi(x) dG_\eta(y),$$

где ξ_1 и η_1 – случайные времена до первого отказа и первого восстановления соответственно. Рассматривая процесс функционирования СБ с контрольными профилактиками, нетрудно заметить, что это полумарковский процесс с моментом регенерации $\tau = (T + \theta) \left(\left[\frac{\xi}{T + \theta} \right] + 1 \right) + \eta$ ($[x]$ и $\{x\}$ – это целая и дробная части числа x). Таким образом, возможны два варианта: $\tau(\xi, \eta) > t$ и $\tau(\xi, \eta) \leq t$, а следовательно, $P(t \in Q^-)$ можно представить в виде суммы двух слагаемых:

$$P_a(t) = \iint_{\tau(x,y) \leq t} P(t \in Q^- | \xi_1 = x, \eta_1 = y) dF_\xi(x) dG_\eta(y) + \iint_{\tau(x,y) > t} P(t \in Q^- | \xi_1 = x, \eta_1 = y) dF_\xi(x) dG_\eta(y) = I_1 + I_2.$$

Тогда, опуская преобразования, I_2 запишем как:

$$I_2 = MMJ_{t \in [0; (\lfloor \frac{\xi}{T+\theta} \rfloor + 1)(T+\theta) + \eta + \theta \lfloor \frac{\xi}{T+\theta} \rfloor - \xi]} = \bar{F}_{(\lfloor \frac{\xi}{T+\theta} \rfloor + 1)(T+\theta) + \eta + \theta \lfloor \frac{\xi}{T+\theta} \rfloor - \xi}(t) = g(t),$$

а интеграл I_1 в виде:

$$I_1 = \iint_{\tau(x,y) \leq t} P_i(t \in Q^- | \xi_1 = x, \eta_1 = y) dF_\xi(x) dG_\eta(y) = \int_0^t P_{Q^-}(t-z) dF_\tau(z).$$

Сложим теперь I_1 и I_2 и получим интегральное уравнение для $P_{Q^-}(t)$:

$$P_{Q^-}(t) = g(t) + \int_0^t P(t-z) dF_\tau(z), \quad (2)$$

где $g(t) = \bar{F}_{(\lfloor \frac{\xi}{T+\theta} \rfloor + 1)(T+\theta) + \eta + \theta \lfloor \frac{\xi}{T+\theta} \rfloor - \xi}(t)$, $F_\tau(t) = P\left(\left(\left\lfloor \frac{\xi}{T+\theta} \right\rfloor + 1\right)(T+\theta) + \eta \leq t\right)$ – функция

распределения случайной величины $\tau = \left(\left\lfloor \frac{\xi}{T+\theta} \right\rfloor + 1\right)(T+\theta) + \eta$.

Таким образом, мы показали, что выражение для вероятности аварии можно получить, решая каскад интегральных уравнений (1) и (2).

Поскольку уравнение (2) является интегральным уравнением в свертках, то его решение будем искать, используя преобразование Лапласа–Стилтьеса:

$$\tilde{P}_{Q^-}(s) = \tilde{g}(s) + \tilde{P}_{Q^-}(s) \tilde{F}_\tau(s),$$

где $\tilde{F}_\tau(s) = \int_0^\infty e^{-st} dF_\tau(t) = Me^{-s\tau}$, $\tilde{P}_{Q^-}(s) = \int_0^\infty e^{-st} dP_{Q^-}(t)$ и $\tilde{g}(s) = \int_0^\infty e^{-st} dg(t)$ – соответствующие преобразования Лапласа–Стилтьеса функций $F_\tau(t)$, $P_{Q^-}(t)$ и $g(t)$. Тогда

$$\tilde{P}_{Q^-}(s) = \frac{\tilde{g}(s)}{1 - \tilde{F}_\tau(s)} = \frac{1 - Me^{-s\left(\left(\left\lfloor \frac{\xi}{T+\theta} \right\rfloor + 1\right)(T+\theta) + \eta + \theta \lfloor \frac{\xi}{T+\theta} \rfloor - \xi\right)}}{1 - Me^{-s\left(\left(\left\lfloor \frac{\xi}{T+\theta} \right\rfloor + 1\right)(T+\theta) + \eta\right)}}.$$

Найдем теперь асимптотическое соотношение для $P_{Q^-}(t)$, применяя таубернову теорему $\lim_{t \rightarrow \infty} P_{Q^-}(t) = \lim_{s \rightarrow 0} \tilde{P}_{Q^-}(s)$. Вычислим $\lim_{s \rightarrow 0} \tilde{P}_{Q^-}(s)$, воспользовавшись правилом Лопиталя:

$$P_{Q^-} = \lim_{t \rightarrow \infty} P_{Q^-}(t) = 1 - \frac{M\xi - M\left\lfloor \frac{\xi}{T+\theta} \right\rfloor \theta}{M\eta + M\left(\left\lfloor \frac{\xi}{T+\theta} \right\rfloor + 1\right)(T+\theta)}.$$

Таким образом, предел $P_{Q^-}(t)$ при $t \rightarrow \infty$ совпадает с коэффициентом неготовности СБ $K_{\text{нр}}^{\text{СБ}}$. Тогда асимптотическое соотношение для функции $f(t)$ принимает следующий вид:

$$f(t) \cong \int_0^t K_{\text{нр}}^{\text{СБ}} dF_\chi(t) = K_{\text{нр}}^{\text{СБ}} F_\chi(t).$$

Будем теперь искать решение интегрального уравнения (1) для $P_a(t)$. Применив преобразование Лапласа–Стилтьеса к этому уравнению, получим

$$\tilde{P}_a(s) = \tilde{f}(s) + \tilde{P}_a(s) \tilde{F}_{\chi+\gamma}(s),$$

где $\tilde{F}_{\chi+\gamma}(s)$, $\tilde{P}_a(s)$ и $\tilde{f}(s)$ – соответствующие преобразования Лапласа–Стилтьеса функций $P_a(t)$, $F_{\chi+\gamma}(t)$ и $f(t)$.

Решение уравнения (1) запишется как $\tilde{P}_a(s) = \frac{\tilde{f}(s)}{1 - \tilde{F}_{\chi+\gamma}(s)}$.

Вычисляя преобразование Лапласа–Стилтьеса функции $f(t)$, перепишем решение уравнения

$$\tilde{P}_a(s) = \frac{K_{\text{нр}}^{\text{СБ}} \tilde{F}_{\chi}(s)}{1 - \tilde{F}_{\chi+\gamma}(s)}.$$

Заметим, что $\frac{\tilde{F}_{\chi}(s)}{1 - \tilde{F}_{\chi+\gamma}(s)}$ – решение уравнения восстановления для процесса функционирования ОЗ, которое записывается в виде

$$H_0^{03}(t) = F_{\xi}(t) + \int_0^t H_0^{03}(t-x) dF_{\xi}(x),$$

где $H_0^{03}(t)$ – функция 0-восстановления объекта защиты, порожденная функциями $F_{\chi}(t)$ и $F_{\chi+\gamma}(t)$. Преобразование Лапласа–Стилтьеса вышезаписанного уравнения позволяет представить изображение функции $H_0^{03}(t)$ в виде:

$$\tilde{H}_0^{03}(s) = \frac{\tilde{F}_{\chi}(s)}{1 - \tilde{F}_{\chi+\gamma}(s)}.$$

Тогда $\tilde{P}_a(s) = K_{\text{нр}}^{\text{СБ}} \tilde{H}_0^{03}(s)$. Выполняя обратное преобразование Лапласа, получим $P_a(t) = K_{\text{нр}}^{\text{СБ}} H_0^{03}(t)$.

Это соотношение неудобно для практического применения из-за трудностей, связанных с вычислением функции восстановления. Поэтому воспользуемся элементарной теоремой восстановления [8], в соответствии с которой

$$\lim_{t \rightarrow \infty} \frac{H_0^{03}(t)}{t} = \frac{1}{M(\chi + \gamma)}.$$

Тогда

$$P_a(t) = \lim_{t \rightarrow \infty} P_a(t) = K_{\text{нр}}^{\text{СБ}} \frac{t}{M(\chi + \gamma)} = K_{\text{нр}}^{\text{СБ}} K_{\text{нр}}^{03} \frac{t}{M\gamma} = K_{\text{нр}}^{\text{СБ}} K_{\text{р}}^{03} \frac{t}{M\chi},$$

где $K_{\text{нр}}^{03}$ – стационарный коэффициент неготовности ОЗ, $K_{\text{нр}}^{03} = 1 - K_{\text{р}}^{03}$.

Таким образом, удалось получить каскад интегральных уравнений (1) и (2) для вероятности аварии АТК, а также найти асимптотическое решение данного каскада уравнений.

Вероятности аварии АТК можно более точно вычислять, если использовать следующую теорему [9]:

$$\lim_{\frac{q\psi}{T_0} \rightarrow 0} P\left\{\frac{q\rho}{T_0} > x\right\} = e^{-x},$$

где q – вероятность аварии на полуинтервале $[t_n, t_{n+1})$, являющемся периодом регенерации; ψ – длительность периода регенерации при условии, что на этом периоде аварии не произошло; $T_0 = M\psi$; ρ – момент первой аварии. Здесь $\xi \xrightarrow{x} 0$ означает сходимость ξ к нулю по Хинчину. Кроме того, известно [9], что если

$$\frac{M\left(\frac{q\psi}{T_0}\right)^2}{M\left(\frac{q\psi}{T_0}\right)} = \frac{M\psi^2 q}{(M\psi)^2} \rightarrow 0, \text{ то } \frac{q\psi}{T_0} \xrightarrow{x} 0.$$

Таким образом, имеет место следующее асимптотическое соотношение:

$$P\left\{\frac{q\rho}{T_0} > x\right\} \approx e^{-x} \text{ при условии } \frac{M\psi^2 q}{(M\psi)^2} \rightarrow 0.$$

Тогда распределение времени наработки до аварии можно записать в виде

$$F_p(t) \approx 1 - e^{-qt/T_0}.$$

Очевидно, что $T_0 = M(\chi + \gamma)$, а $\psi = \chi + \gamma$. Определим теперь вероятность аварии за период регенерации q . Для этого введем в рассмотрение две вспомогательные случайные величины U_n и V_n , определяемые соотношениями:

$$\sum_{i=1}^n \xi_i + \sum_{i=1}^{n-1} \left((T + \theta) - \left\{ \frac{\xi_i}{T + \theta} \right\} (T + \theta) \right) + \sum_{i=1}^{n-1} \eta_i = U_n,$$

$$\sum_{i=1}^n \xi_i + \sum_{i=1}^n \left((T + \theta) - \left\{ \frac{\xi_i}{T + \theta} \right\} (T + \theta) \right) + \sum_{i=1}^n \eta_i = V_n,$$

где U_n – время функционирования системы безопасности до n -го отказа, V_n – время функционирования СБ до n -го восстановления. Очевидно, если отказ ОЗ произойдет во время проведения восстановления СБ, то произойдет авария АТК «ОЗ–СБ». Условие аварии для этого случая запишем в виде $U_n \leq \chi < V_n$. Но аварии комплекса могут произойти и в случаях, когда отказ ОЗ будет происходить во время проведения контрольной профилактики. Условие аварии в этом случае запишем в виде последовательности событий:

$$V_{n-1} + T \leq \chi < V_{n-1} + (T + \theta); \quad V_{n-1} + (T + \theta) + T \leq \chi < V_{n-1} + 2(T + \theta); \dots$$

$$V_{n-1} + \left(\left[\frac{\xi_n}{T + \theta} \right] - 1 \right) (T + \theta) + T \leq \chi < V_{n-1} + \left[\frac{\xi_n}{T + \theta} \right] (T + \theta).$$

Тогда, опуская несложные преобразования, вероятность аварии за период регенерации процесса функционирования ОЗ запишем

$$q = \sum_{n=1}^{\infty} \int_0^{\infty} (P(U_n \leq x) - P(V_n \leq x)) +$$

$$+ M \sum_{i=1}^{\left[\frac{\xi_n}{T + \theta} \right]} (P(V_{n-1} + (i-1)(T + \theta) + T \leq x) - P(V_{n-1} + i(T + \theta) \leq x)) dF_{\chi}(x).$$

Последняя запись позволяет представить q в виде суммы $q = q_1 + q_2$. Вычислим последовательно каждое из этих слагаемых. Если обозначить через

$F_1(x) = P\left(T + \theta - \left\{ \frac{\xi_i}{T + \theta} \right\} (T + \theta) \leq x\right)$, то нетрудно увидеть, что q_1 допускает запись

$$q_1 = \sum_{n=1}^{\infty} \int_0^{\infty} (F_{\xi} * (F_{\xi} * F_{\eta} * F_1)^{* (n-1)}(x) - (F_{\xi} * F_{\eta} * F_1)^{* (n)}(x)) dF_{\tau}(x),$$

где $P(\xi_1 + \xi_2 \leq t) = \int_0^t P(\xi_1 \leq t - z) dF_2(z) = F_1 * F_2(t)$ – свертка функций распределений $F_1(t)$ и $F_2(t)$, а $F^{*(2)}(x) = F * F(x)$ и т.д.

Замечая, что $H_0(x) = \sum_{n=1}^{\infty} F_{\xi} * (F_{\xi} * F_{\eta} * F_1)^{* (n-1)}(x)$ и $H_1(x) = \sum_{n=1}^{\infty} (F_{\xi} * F_{\eta} * F_1)^{* (n)}(x)$ – функции 0-восстановления и 1-восстановления альтернирующего процесса восстановления $\{\xi_i, \eta_i\}_{i > 1}$, q_1 переписываем как:

$$q_1 = \int_0^{\infty} (H_0(x) - H_1(x)) dF_{\chi}(x) = \int_0^{\infty} \int_0^x (1 - F_1 * F_{\eta}(x - y)) dH_0(y) dF_{\chi}(x).$$

Вычислим теперь функцию q_2 :

$$q_2 = \sum_{n=1}^{\infty} \int_0^{\infty} M \sum_{i=1}^{\lfloor \xi/T+\theta \rfloor} (P(V_{n-1} + (i-1)(T+\theta) + T \leq x) - P(V_{n-1} + i(T+\theta) \leq x)) dF_{\chi}(x).$$

Меняя порядок суммирования и интегрирования и вводя обозначение, $F_{2i}(x) = P(V_{n-1} + i(T+\theta) \leq x)$ приведем подынтегральное соотношение к виду

$$M \sum_{i=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \left(F_{2i} \left(x + \theta J_{i \leq \lfloor \xi/T+\theta \rfloor} \right) - F_{2i}(x) \right),$$

и заметим, что $\sum_{n=1}^{\infty} F_{2i}(x) = H_{0i}(x)$ – функция 0-восстановления, тогда

$$q_2 = \int_0^{\infty} M \sum_{i=1}^{\infty} \left(H_{0i} \left(x + \theta J_{i \leq \lfloor \xi/T+\theta \rfloor} \right) - H_{0i}(x) \right) dF_{\chi}(x). \quad (3)$$

Используя основную теорему восстановления [8], представим (3)

$$\lim_{x \rightarrow \infty} (H_0(x) - H_1(x)) = \frac{M\eta + M \left(T + \theta + \lfloor \xi/T+\theta \rfloor (T + \theta) \right) - M\xi}{M\eta + M \left(T + \theta + \lfloor \xi/T+\theta \rfloor (T + \theta) \right)} = K_1.$$

Отсюда следует, что $q_1 \approx K_1$. Чтобы вывести асимптотическое соотношение для (3) используем теорему Блэкуэлла [8] и получим:

$$\lim_{x \rightarrow \infty} M \sum_{i=1}^{\infty} \left(H_{0i} \left(x + \theta J_{i \leq \lfloor \xi/T+\theta \rfloor} \right) - H_{0i}(x) \right) = \frac{M \lfloor \xi/T+\theta \rfloor \theta}{M\eta + M \left(T + \theta + \lfloor \xi/T+\theta \rfloor (T + \theta) \right)} = K_2.$$

Отсюда следует, что $q_2 \approx K_2$. Сложив полученные результаты, представим q в виде

$$q = 1 - \frac{M\xi - M \lfloor \xi/T+\theta \rfloor \theta}{M\eta + M \left(T + \theta + \lfloor \xi/T+\theta \rfloor (T + \theta) \right)} = (1 - K_r^{CB}) = K_{nr}^{CB}.$$

Тогда распределение времени наработки до аварии можно записать в виде:

$$F_p(t) \approx 1 - e^{-\frac{K_{nr}^{CB} t}{M(\chi+\gamma)}} \text{ при условии } \frac{K_{nr}^{CB} M(\chi+\gamma)^2}{(M(\chi+\gamma))^2} \rightarrow 0.$$

Пример. Считаем, что все случайные величины имеют экспоненциальное распределение. Зададим, для примера, следующие значения параметров: интенсивность отказов ОЗ $\lambda_{\chi} = 10^{-6} \text{ ч}^{-1}$; интенсивность отказов СБ $\lambda_{\xi} = 10^{-4} \text{ ч}^{-1}$; интенсивность восстановлений ОЗ $\lambda_{\gamma} = 10^1 \text{ ч}^{-1}$; интенсивность восстановлений СБ $\lambda_{\eta} = 1 \text{ ч}^{-1}$; контрольные профилактики проводятся через $T=10^3$ ч; длительность контрольной профилактики $\theta=10$ ч.

Сначала вычислим значение выражения

$$M \left[\frac{\xi}{T+\theta} \right] = \sum_{n=0}^{\infty} n (F_{\xi}((n+1)(T+\theta)) - F_{\xi}(n(T+\theta))).$$

При сделанных предположениях имеем $M \left[\frac{\xi}{T+\theta} \right] = \frac{e^{-\lambda_{\xi}(T+\theta)}}{1 - e^{-\lambda_{\xi}(T+\theta)}}$. Тогда, очевидно, коэффициент неготовности системы безопасности вычисляется по формуле:

$$K_{nr}^{CB} = 1 - \frac{1/\lambda_{\xi} - \theta e^{-\lambda_{\xi}(T+\theta)} / (1 - e^{-\lambda_{\xi}(T+\theta)})}{1/\lambda_{\eta} + (T+\theta) + (T+\theta) e^{-\lambda_{\xi}(T+\theta)} / (1 - e^{-\lambda_{\xi}(T+\theta)})} = 0,05788.$$

Таким образом, можно записать

$$P_o(t) = K_{\text{нр}}^{\text{СБ}} \frac{t}{1/\lambda_x + 1/\lambda_\gamma} = 5,788 \times 10^{-8} t, F_p(t) \approx 1 - e^{-\frac{K_{\text{нр}}^{\text{СБ}} t}{1/\lambda_x + 1/\lambda_\gamma}} = 1 - e^{-5,788 \times 10^{-8} t},$$

$$\frac{K_{\text{нр}}^{\text{СБ}} M(\chi + \gamma)^2}{(M(\chi + \gamma))^2} = \frac{K_{\text{нр}}^{\text{СБ}} (2/\lambda_x^2 + 2/\lambda_x \lambda_\gamma + 2/\lambda_\gamma^2)}{1/\lambda_x^2 + 2/\lambda_x \lambda_\gamma + 1/\lambda_\gamma^2} = 0,116.$$

Приведем теперь графики полученных зависимостей.

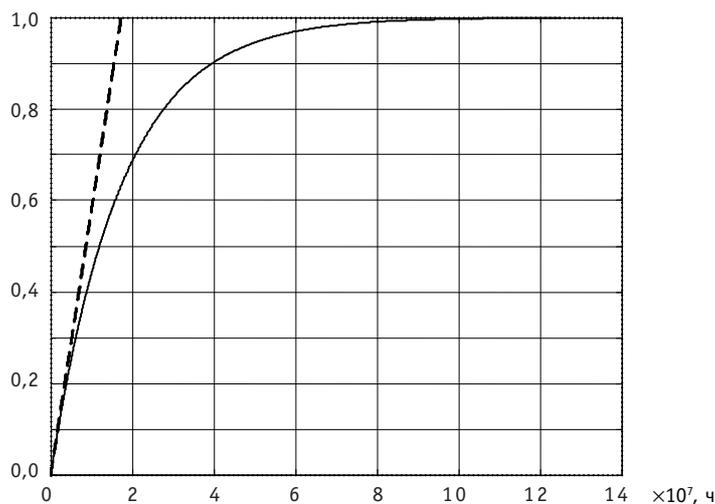


Рис. 2. Графики полученных зависимостей: ———— — асимптотическая оценка функции распределения времени наработки до аварии; - - - - - асимптотическая оценка вероятности аварии

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, рассмотренная математическая модель функционирования АТК «ОЗ–СБ» позволяет без каких-либо предположений о законах распределения случайных величин получить соотношения для вероятности того, что авария комплекса произойдет в интервале времени $[0, t]$. При этом данное соотношение получено путем составления каскада интегральных уравнений и нахождения их асимптотических решений. Применяв метод малого параметра, получили асимптотическое распределение для времени наработки до аварии. Поскольку данная модель исследовалась без каких-либо предположений о функциях распределения случайных величин, то можно утверждать, что полученные результаты точны и в то же время они достаточно просты для их практического применения.

Литература

1. Перегуда А.И. Надежность и безопасность. Модели, показатели и методы их вычисления: Научная монография. – Обнинск: ИАТЭ, 2005. – 208 с.
2. Перегуда А.И. Вычисление показателей надежности комплекса «объект защиты – система управления и защиты» // Атомная энергия – 2001. – Т. 90. – Вып. 6.
3. Перегуда А.И. О показателях надежности комплекса «объект защиты – система безопасности» // Известия вузов. Ядерная энергетика – 2003. – № 1. – С. 3 – 13.
4. Митичкин Е.Н. Определение оптимальной дисциплины обслуживания периодически контролируемой аппаратуры // Автоматика и вычислительная техника. – 1976. – № 1. – С. 32 – 36.
5. Умрихин Ю.Д. Надежность периодически контролируемой системы // Известия. АН СССР. Техническая кибернетика. – 1978. – № 6.

6. *Островский Е.И., Перегуда А.И.* Оптимальный периодический контроль с восстановлением// Известия АН СССР. Техническая кибернетика. – 1981. – №3. – С.198–201.

7. *Островский Е.И., Перегуда А.И.* О периодическом контроле восстанавливаемых систем// Автоматика и телемеханика. – 1984. – №11. – С.39–43.

8. *Байхельт Ф., Франкен П.* Надежность и техническое обслуживание, Математический подход (пер. с нем.). – М.: Радио и связь, 1988. – 392 с.

9. *Барзилович Е.Ю., Беляев Ю.К., Каштанов В.А. и др./Под ред. Б.В.Гнеденко* Вопросы математической теории надежности. – М.: Радио и связь, 1983–376 с.

Поступила в редакцию 2.05.2007

ЗАДАЧА РАССЕЯНИЯ ДЛЯ МОДЕЛЬНЫХ ПОТЕНЦИАЛОВ ДЕЛЕНИЯ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР И КОМПЛЕКСЫ ПРОГРАММ В ПРИКЛАДНЫХ МАТЕМАТИЧЕСКИХ ПАКЕТАХ

А.В. Тихоненко

*Обнинский государственный технический университет атомной энергетики,
г. Обнинск*



В работе формулируются модели, конструирующие двух- и трехгорбые потенциалы деления ядер тяжелых элементов, и описывается комплекс программ для получения (в рамках моделей) точных решений для волновых функций, вычисления коэффициента прохождения, визуализации результатов и вычисления физических параметров с применением функциональных алгоритмов в среде прикладного математического пакета MAPLE.

Согласно идеям В. Струтинского [1–3] и многочисленные данные о сечениях деления [4–8] свидетельствуют о наличии двух и более локальных максимумов потенциального барьера деления для ядер тяжелых элементов от ^{229}Ra до ^{247}Ca . В частности, двугорбый барьер деления позволил объяснить такие явления, как спонтанное деление изомеров, резонансы в подбарьерном делении, запаздывающее деление и некоторые другие экспериментальные данные.

Существует ряд подходов к моделированию таких потенциалов; они могут моделироваться, в частности, с помощью многопрофильных прямоугольных барьеров и квадратичных функций (полуклассические подходы рассмотрены, например, [9, 10], а точные численные расчеты коэффициента прохождения для таких потенциалов можно найти в работах [11, 12]).

Вычисление коэффициента прохождения для модельных потенциалов такого типа представляет важную научную и прикладную проблему в области ядерной энергетики. Такая задача является сложной, прежде всего, в математическом плане и требует разработки различных алгоритмов и использования компьютерных программ для решения дифференциальных уравнений, систем алгебраических уравнений, громоздких вычислений и преобразований. Кроме того, необходимы значительные вычислительные ресурсы для визуализации и получения численных значений характерных параметров.

Рассмотрим ряд моделей барьера с двумя (модели I, II и III) и тремя локальными максимумами (модели IV и V); и, используя MAPLE, проведем вычисления волновых функции, коэффициента прохождения и некоторых физических пара-

© А.В. Тихоненко, 2007

метров (в постановке одномерной задачи рассеяния – в пределе малых энергий [11, 12, 15]).

1. СТРУКТУРА КОМПЛЕКСА ПРОГРАММ

Для построения моделей потенциальных барьеров и вычисления коэффициента прохождения в рамках этих моделей разработаны комплексы программ в среде прикладного математического пакета MAPLE, состоящие из трех программ для модели I с многопрофильным прямоугольным потенциалом и пяти программ (табл. 1, для модели I программы 1–2 отсутствуют) для каждой модели, использующей квадратичные функции. При этом модели II и III конструируют двугорбые, а модели IV и V – трехгорбые потенциалы. Кроме того, потенциалы отличаются сложностью построения (в моделях III и V обеспечивают гладкие переходы к нулевому значению на границах) и вычислениями коэффициента прохождения, а основные этапы алгоритмического решения задачи рассеяния в них совпадают).

Таблица 1

Комплексы программ для построения модельных потенциалов и вычисление коэффициента прохождения

№	Назначение программы	Выходные данные программы
1	Моделирование потенциала с помощью трех (для модели II) или пяти (для модели III) квадратичных функций.	Набор параметров парабол и координат точек их гладкого сшивания (используются затем в программах 2 и 5).
2	Решение уравнения Шредингера для двух типов областей (с нулем и квадратичным потенциалами).	Функциональные выражения для волновых функций (используются затем в программе 3).
3	Вычисление потоков вероятности и определения коэффициента прохождения с использованием алгебраических и дифференциальных соотношений.	Функциональные зависимости (используются затем в программе 4).
4	Вычисление потоков вероятности и определения коэффициента прохождения с использованием алгебраических и дифференциальных соотношений.	Функциональные зависимости (используются затем в программе 5).
5	Визуализация и получения численных значений физических параметров.	Графики волновых функций и зависимостей параметров и численные их значения.

Программы представляют собой рабочие листы пакета MAPLE и реализуются в MAPLE на входном языке заданием операторов и функций, а также использованием встроенных инструментов пакета.

2. МОДЕЛИ ПОТЕНЦИАЛОВ

Рассмотрим модели двугорбого и трехгорбого потенциалов. В модели I двугорбый барьер строится совокупностью трех прямоугольных барьеров (рис. 1а) различной величины ($n = 1, 2, 3$):

$$V_I(x) = \begin{cases} 0 & (x < a_0, x > a_3; a_0 = 0) \\ V_{0n} & (a_{n-1} < x < a_n) \end{cases},$$

где V_{0i} – постоянные, определяющие «высоты» прямоугольных барьеров, a_n – размерные параметры, определяющие их границы.

В модели II двугорбый барьер строится совокупностью трех квадратичных функций (рис. 1б) (x соответствует ядерному параметру деформации [11]), которые гладко сшиваются в точках a_n :

$$V_{II}(x) = \begin{cases} 0 & (x < a_0, x > a_3; a_0 = 0) \\ V_n(x) & (a_{n-1} < x < a_n; V_n(x) = V_{0n} - \frac{1}{2} \cdot (-1)^n \cdot \mu \cdot \omega_n^2 \cdot (x - x_n)^2) \end{cases}.$$

При этом V_{02} и V_{04} – локальные максимумы (в точках x_2 и x_4 соответственно), а V_{03} – локальный минимум (в точке x_3) потенциальной энергии; величины $\mu \cdot \omega_j^2$ – описывают кривизны парабол; μ – эффективная масса частиц, которая определяется массовым числом A :

$$\mu = 0.0540 \cdot A^{5/3} \cdot \hbar^2 / \text{М} .$$

В модели III двугорбый барьер строится совокупностью пяти квадратичных функций (рис. 1в), которые гладко сшиваются в точках a_j ($j = 1, 2, 3, 4, 5$):

$$V_{III}(x) = \begin{cases} 0 & (x < a_0, x > a_5; a_0 = 0) \\ V_j(x) & (a_{j-1} < x < a_j; V_j(x) = V_{0n} + \frac{1}{2} \cdot (-1)^j \cdot \mu \cdot \omega_j^2 \cdot (x - x_j)^2; V_{01} = V_{05} = 0) \end{cases} .$$

Заметим, что в этом случае обеспечиваются гладкие переходы к нулевому значению потенциальной энергии в точках $x_1 = 0$ и $x_5 = a_5$.

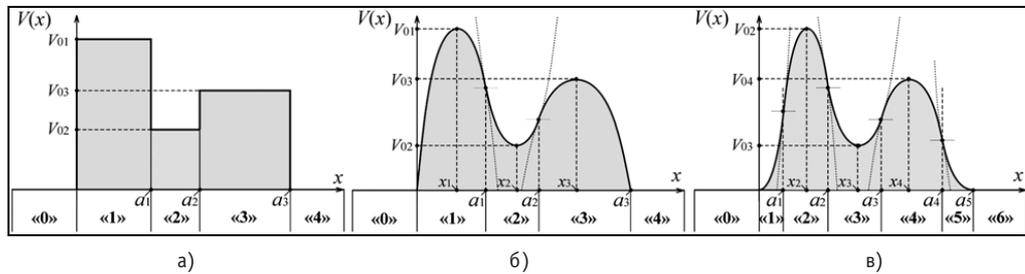


Рис. 1. Модели двугорбых потенциалов

В модели IV трехгорбый барьер строится совокупностью пяти квадратичных функций, которые гладко сшиваются в точках a_j (рис. 2а).

В модели V трехгорбый барьер строится совокупностью семи квадратичных функций, которые гладко сшиваются в точках a_m ($m = 1, 2, \dots, 7$; рис. 2б). В этом случае обеспечиваются гладкие переходы к нулевому значению потенциальной энергии в точках $x_1 = 0$ и $x_7 = a_7$.

Заметим, что функциональные соотношения для V_{IV} и V_V аналогичны формулам для V_{II} и V_{III} соответственно.

Для третьей моделей II – V алгоритм вычисления коэффициента прохождения одинаков и включает несколько программируемых операций (в модели I нет необходимости выполнять процедуру сшивания потенциальных функций и решать уравнение Шредингера – его решения в этом случае представляют собой экспоненциальные функции).

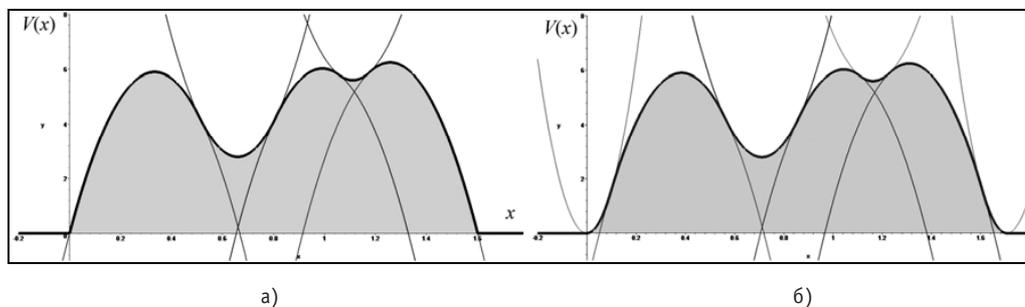


Рис. 2. Модели IV (а) и V (б) трехгорбых потенциалов

3. АЛГОРИТМИЧЕСКОЕ РЕШЕНИЕ ЗАДАЧ

Приведем основные этапы алгоритмического решения задачи на примере модели III.

1. Моделирование потенциального барьера (программа 1).

1.1. Введение модельных потенциальных функций.

1.2. Программирование гладкого «сшивания» волновых функций – ввод системы уравнений (в точках $x = 0$ и $x_5 = a_5$ гладкость обеспечивается выбором вида функции V_1 и V_5 , а штрих означает производную по x , $l = 1, 2, 3, 4$):

$$V_l(x)|_{x \rightarrow a_l} = V_{l+1}(x)|_{x \rightarrow a_l}, \quad V'_l(x)|_{x \rightarrow a_l} = V'_{l+1}(x)|_{x \rightarrow a_l},$$

которые после подстановки потенциальных функций принимают вид:

$$\begin{cases} V_{0l} - \frac{1}{2} \cdot (-1)^l \cdot \mu \cdot \omega_l^2 \cdot (a_l - x_l)^2 = V_{0l+1} - \frac{1}{2} \cdot (-1)^{l+1} \cdot \mu \cdot \omega_{l+1}^2 \cdot (a_{l+1} - x_{l+1})^2 \\ (-1)^l \cdot \mu \cdot \omega_l^2 \cdot (a_l - x_l) = (-1)^{l+1} \cdot \mu \cdot \omega_{l+1}^2 \cdot (a_{l+1} - x_{l+1}) \end{cases}.$$

1.3. Решение системы уравнений; определение параметров $x_2, x_3, x_4, x_5, a_1, a_2, a_3, a_4$ ($a_5 = x_5$):

$$a_j = x_j + \frac{\sqrt{2 \cdot (-1)^j \cdot (V_{0j} - V_{0j+1})} \cdot \omega_{j+1}}{\sqrt{\mu \cdot (\omega_j^2 + \omega_{j+1}^2)} \cdot \omega_j}, \quad x_{j+1} = a_j \cdot \left(1 + \frac{\omega_j^2}{\omega_{j+1}^2} \right).$$

1.4. Визуализация потенциальной функции (для некоторого набора параметров) с двумя локальными максимумами (рис. 1в).

2. Решение уравнения Шредингера (программа 2).

2.1. Программирование уравнения Шредингера в промежутках $0 < x < a_1, a_1 < x < a_2, a_2 < x < a_3, a_3 < x < a_4, a_4 < x < a_5$:

$$\frac{\partial^2 \psi_j(x)}{\partial x^2} + \frac{2 \cdot \mu}{\hbar^2} \cdot \left(E - V_{0j} + \frac{1}{2} \cdot \mu \cdot \omega_j^2 \cdot (x - x_j)^2 \right) \cdot \psi_j(x) = 0,$$

которые после преобразований принимают вид:

$$\frac{\partial^2 \psi_j(x)}{\partial x^2} + \left(K_j^2 + \lambda_j^2 \cdot (x - x_j)^2 \right) \cdot \psi_j(x) = 0,$$

где обозначено

$$\lambda_1 = \frac{i \cdot \mu \cdot \omega_1}{\hbar}, \lambda_2 = \frac{\mu \cdot \omega_2}{\hbar}, \lambda_3 = \frac{i \cdot \mu \cdot \omega_3}{\hbar}, \lambda_4 = \frac{\mu \cdot \omega_4}{\hbar}, \lambda_5 = \frac{i \cdot \mu \cdot \omega_5}{\hbar}, K_j = \frac{\sqrt{2 \cdot (E - V_{0j})}}{\hbar},$$

$$k = \frac{\sqrt{2 \cdot E}}{\hbar}.$$

2.2. Программное решение уравнения Шредингера в промежутках $0 < x < a_1, a_1 < x < a_2, a_2 < x < a_3, a_3 < x < a_4, a_4 < x < a_5$ с использованием встроенного оператора решения дифференциальных уравнений «dsolve» (${}_1F_1$ – вырожденная гипергеометрическая функция [16]):

$$\begin{aligned} \psi_j(x) = & A_j \cdot {}_1F_1\left([a], \left[\frac{1}{2}\right], \lambda_j \cdot i \cdot (x - x_j)^2\right) \cdot e^{-i/2 \lambda_j \cdot x(x-2x_j)} + \\ & + B_j \cdot {}_1F_1\left([a + \frac{1}{2}], \left[\frac{3}{2}\right], \lambda_j \cdot i \cdot (x - x_j)^2\right) \cdot (x - x_j) \cdot e^{-i/2 \lambda_j \cdot x(x-2x_j)}, \quad \left(a_j = \frac{1}{4} \cdot (1 + i \cdot K_j^2 / \lambda_j)\right). \end{aligned}$$

2.3. Программный ввод волновых функций для пяти областей (после переопределения констант, присваиваемых пакетом по умолчанию):

$$\Psi_0(x) = e^{i \cdot k \cdot x} + B_0 \cdot e^{-i \cdot k \cdot x}, \Psi_6(x) \text{ (см. выше)}, \Psi_6(x) = A_6 \cdot e^{i \cdot k \cdot x}.$$

3. «Сшивание» волновых функций и определение коэффициентов A_j и B_j (программа 3).

3.1. Программирование системы уравнений для гладкого «сшивания» волновых функций (штрих означает производную по x):

$$\Psi'_j(x)|_{x \rightarrow a_j} = \Psi'_{j+1}(x)|_{x \rightarrow a_j}, \Psi'_j(x)|_{x \rightarrow a_j} = \Psi'_{j+1}(x)|_{x \rightarrow a_j}.$$

Эта система может быть представлена в виде:

$$\begin{cases} 1 + B_0 = A_1, & A_5 \cdot F_{55} = A_6 \\ A_l \cdot F_{ll} + B_l \cdot G_{ll} = A_{l+1} \cdot F_{l,l+1} + B_{l+1} \cdot G_{l,l+1} \end{cases} \begin{cases} (1 - B_0) \cdot i \cdot k = B_1, & B_5 \cdot g_{55} = A_6 \cdot i \cdot k \\ A_l \cdot f_{ll} + B_l \cdot g_{ll} = A_{l+1} \cdot f_{l,l+1} + B_{l+1} \cdot g_{l,l+1} \end{cases}$$

где использованы обозначения (приводятся только некоторые из них)

$$F_{11} = {}_2F_1\left([a_1], \left[\frac{1}{2}\right], \alpha_1\right) \cdot e^{-\alpha_1/2} \quad (\alpha_1 = \lambda_1 \cdot i \cdot a_1^2),$$

$$g_{11} = \left({}_1F_1\left([a_1 + \frac{1}{2}], \left[\frac{3}{2}\right], \alpha_1\right) \cdot (1 - \lambda_1 \cdot a_1^2) + \frac{4 \cdot i \cdot \lambda_1 \cdot (a_1 + \frac{1}{2})}{3} \cdot {}_1F_1\left([a_1 + \frac{3}{2}], \left[\frac{5}{2}\right], \alpha_1\right) \right) \cdot e^{-\alpha_1/2},$$

...

3.2. Решение системы, определение коэффициентов (получаемое решение очень громоздко и здесь не приводится).

4. Вычисление потоков вероятности и вычисление коэффициента прохождения.

4.1. Задание падающей, отраженной и прошедшей волн (падающая волна записывается с амплитудой, равной единице):

$$\Psi_{\text{inc}}(x) = e^{i \cdot k \cdot x}, \Psi_{\text{out}}(x) = B_0 \cdot e^{-i \cdot k \cdot x}, \Psi_{\text{tr}}(x) = A_6 \cdot e^{i \cdot k \cdot x}.$$

4.2. Вычисление потоков вероятности падающей, отраженной и прошедшей волн. Потоки вероятности вычисляются по формулам [13]

$$j(x) = \frac{i \cdot \hbar}{2 \cdot \mu} \cdot (\Psi(x) \cdot \overline{\Psi'(x)} - \overline{\Psi(x)} \cdot \Psi'(x))$$

и равны для падающей и прошедшей волн соответственно:

$$J_{\text{inc}}(x) = \frac{\hbar \cdot k}{\mu}, \quad J_{\text{tr}}(x) = |A_6|^2 \cdot \frac{\hbar \cdot k}{\mu}.$$

4.3. Вычисление коэффициента прохождения. Эта величина вычисляется по формуле [14] и оказывается равной

$$T = \frac{J_{\text{tr}}(x)}{J_{\text{in}}(x)} = |A_6|^2,$$

где A_6 определено выше (и полное выражение для коэффициента прохождения здесь не приводится).

5. Визуализация полученных результатов.

5.1. Графики зависимостей волновой функции от координаты и коэффициента прохождения от энергии частицы и параметров барьера (рис. 3–5).

5.2. Получение численных значений физических параметров (см. п.4).

4. ИССЛЕДОВАНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ В РАМКАХ МОДЕЛИ III

Получение численных значений физических параметров, исследование результатов (включая сравнение с данными, известными в литературе) проведем на примере модели III. При этом воспользуемся исходными [11] и дополнительными

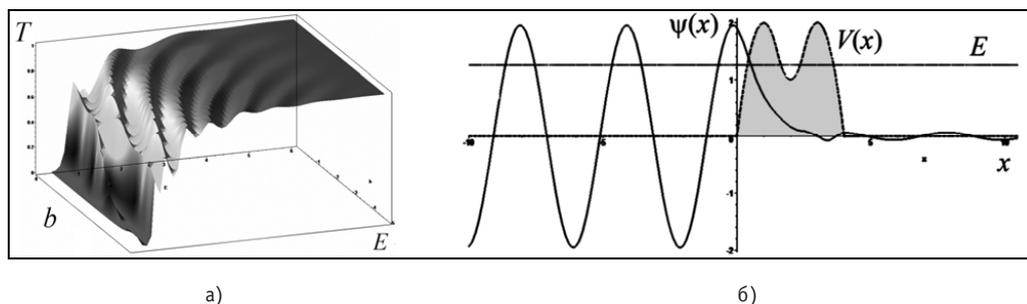


Рис. 3. Визуализация результатов, полученных в рамках моделей I и II (а – зависимость коэффициента прохождения от энергии частицы и ширины второго барьера b в рамках модели I, б – потенциал, энергия частицы и волновая функция для двух значений энергии частицы в рамках модели II)

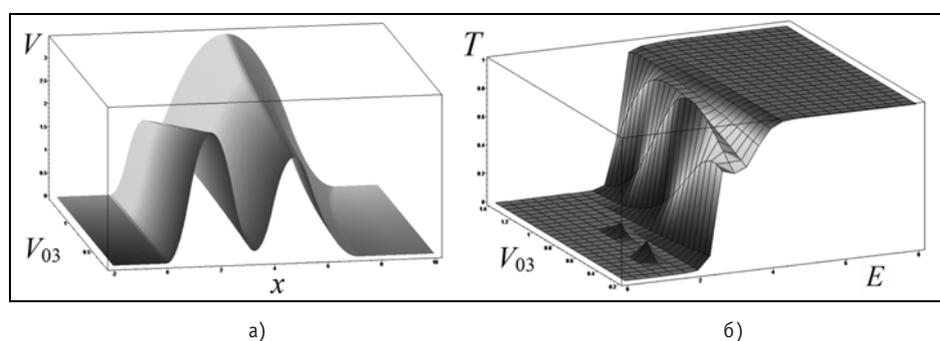


Рис. 4. Визуализация результатов, полученных в рамках модели III (а – зависимость потенциала от координаты и параметра V_{03} , б – зависимость коэффициента прохождения от энергии частицы и параметра V_{03})

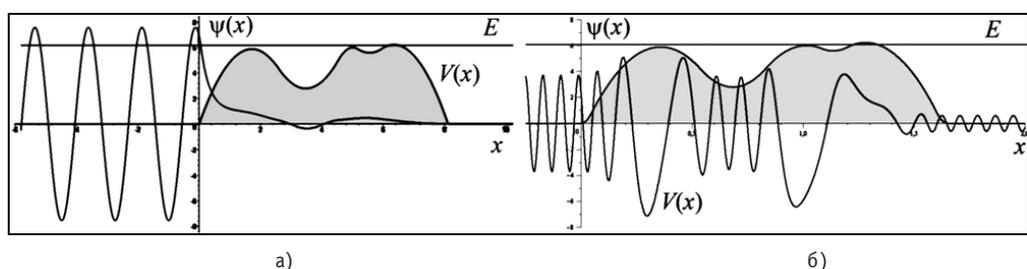


Рис. 5. Визуализация результатов, полученных в рамках моделей IV и V (а – потенциал, энергия частицы и волновая функция для двух значений энергии частицы в рамках модели IV, б – потенциал, энергия частицы и волновая функция для двух значений энергии частицы в рамках модели V)

данными для основных параметров барьеров, приведенными в табл. 2.

Вычисления коэффициента прохождения в рамках данной модели (для несимметричного барьера А) дают результаты для его зависимости от энергии частиц, представленные на рис. 6 и табл. 3. Как видно из приведенных данных в области энергии $2 \text{ МэВ} < E < 5.5 \text{ МэВ}$ имеются четыре резонанса, характеристики которых приведены в табл. 4.

При изменении параметров потенциала в рамках модели, при которых на 0.5 МэВ увеличивается значения V_{01} барьера и меняются кривизны второй и третьей парабол (табл. 1 – переход к потенциалу Б), зависимость коэффициента прохождения от энергии меняется; количество резонансов уменьшается до трех и меняются их свойства (рис. 7а и табл. 4) – положения и соответствующие значения коэффициента прохождения.

Таблица 2

Параметры барьеров в модели III (на примере ядра с $A = 240$)

Параметры, МэВ	Барьер А	Барьер Б	Барьер В	Барьер Г	Барьеры Д ₁ и Д ₂		Барьер Е ₁ и Е ₂	
V_{01}	5.50	6.00	6.00	6.00	5.50		6.00	
V_{02}	2.00	2.00	2.00	2.00	2.00		2.00	
V_{03}	5.00	5.00	6.00	6.00	5.00		6.00	
$\nabla \cdot \omega_1$	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.5	2.0	3.0
$\nabla \cdot \omega_2$	1.25	1.30	1.00	2.00	1.3	1.1	1.00	1.00
$\nabla \cdot \omega_3$	1.00	2.00	0.50	0.50	2.0	2.5	0.5	0.475
$\nabla \cdot \omega_4$	0.50	0.48	1.00	2.00	0.48	0.44	1.00	1.00
$\nabla \cdot \omega_5$	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.5	2.0	3.0

Таблица 3

Подпороговые резонансы для двухгорбых барьеров распада (потенциал А)

Уровень	Энергия (МэВ)	Значение коэффициента прохождения
L_1	2.49192300	$0.1737289 \cdot 10^{-8}$
L_2	3.42961942	$0.7372895 \cdot 10^{-4}$
L_3	4.21537002	0.1108254
L_4	4.81088889	0.7823414

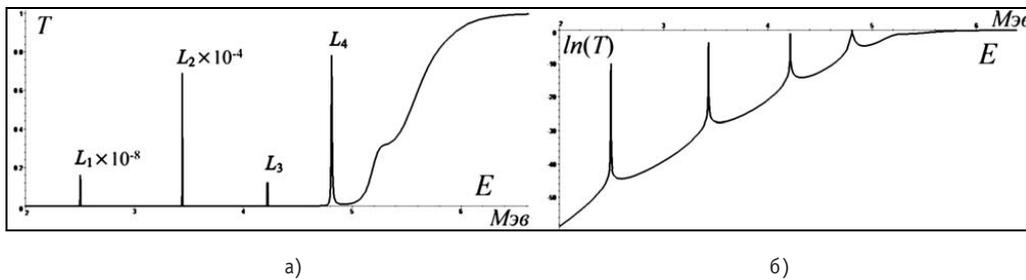


Рис. 6. Зависимость коэффициента прохождения от энергии частиц в обычном (а) и логарифмическом (б) масштабах и резонансы для потенциала А

Таблица 4

Подпороговые резонансы для двухгорбых барьеров распада (потенциал Б)

Уровень	Энергия (МэВ)	Значение коэффициента прохождения
L_1	2.8169734	$0.63018789 \cdot 10^{-5}$
L_2	4.0043707	0.11613461
L_3	4.7693107	$0.25511329 \cdot 10^{-1}$

Теперь рассмотрим симметричную реализацию потенциала – потенциал В. В этом случае (рис. 7б) в области энергий $2 \text{ МэВ} < E < 6 \text{ МэВ}$ можно обнаружить наличие восьми квазистационарных уровней энергии, значения которых приведены в табл. 5.

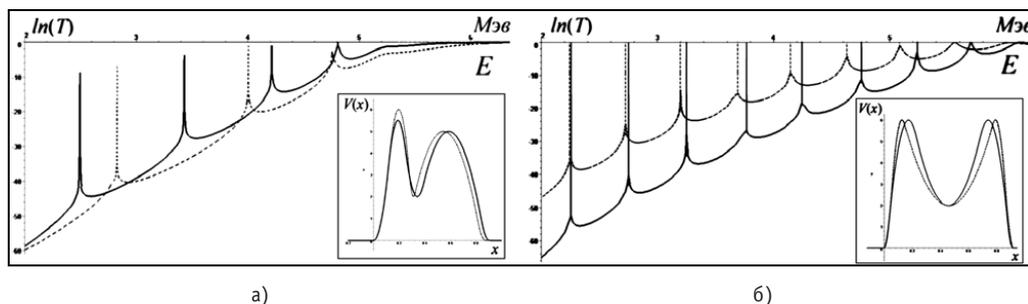


Рис. 7. Зависимости коэффициента прохождения от энергии частиц в логарифмическом масштабе (а – потенциал А – сплошная линия, потенциал Б – пунктирная линия; б – потенциал В – сплошная линия, потенциал Г – пунктирная линия)

Таблица 5

Уровни квазистационарных состояний для двухгорбых барьеров распада (потенциал В)

Уровень	L_1	L_2	L_3	L_4	L_5	L_6	L_7	L_8
Энергия (МэВ)	2.249999	2.750000	3.249991	3.749916	4.249419	4.746863	5.235911	5.697212

При изменении параметров симметричного барьера, связанных с изменениями кривизны второй и четвертой парабол (табл. 2 – переход к потенциалу Г), количество квазистационарных состояний остается прежним, однако изменяются значения их энергий (рис. 10б).

Исследуем также влияние кривизны барьера в области гладких переходов к нулевому значению в точках $x_1 = 0$ и $x_5 = a_5$. Как видно из рис. 8, небольшие изменения кривизны (несимметричные потенциалы D_1 и D_2 и симметричные потенциалы E_1 и E_2 – табл.2) приводят к довольно существенным смещению уровней и изменениям значений коэффициента прохождения. Эти данные (а также приведенные выше результаты) означают «высокую чувствительность» результатов к форме и значениям параметров потенциала.

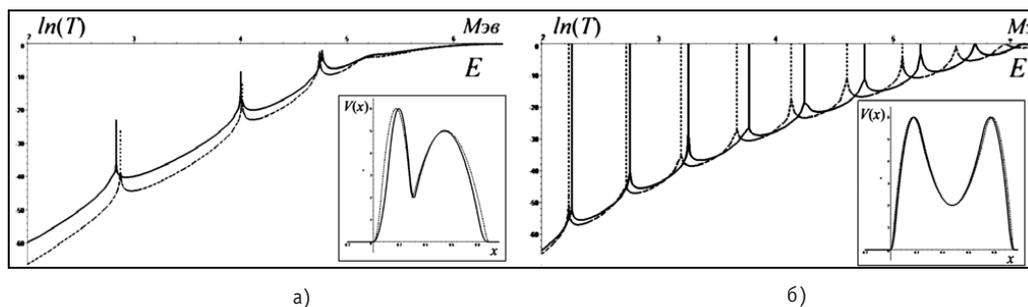


Рис. 8. Зависимости коэффициента прохождения от энергии частиц в логарифмическом масштабе (а – потенциал D_1 – сплошная линия, потенциал D_2 – пунктирная линия; б – потенциал E_1 – сплошная линия, потенциал E_2 – пунктирная линия)

Сравнивая полученные в рамках модели III результаты с данными, приведенными в [11], отметим:

- 1) для потенциала А количество резонансов, как и в [11], равно четырем; при этом энергии их практически совпадают; почти совпадают значения коэффициентов прохождения для третьего и четвертого резонансов, а значения первого и второго резонансов отличаются почти на порядок;
- 2) для потенциала Б количество резонансов, как и в [11], равно трем;

3) для симметричного потенциала В количество квазистационарных состояний, как и в [11], равно восьми.

Наличие некоторых отличий в результатах с указанной работой можно объяснить другой методикой расчета коэффициента прохождения, а также более сложной моделью, предполагающей использование пяти гладко сшитых парабол для потенциала, а не трех как в [11]. Заметим, что аналитические решения систем уравнений для коэффициентов A_i и B_i и формулы для коэффициента прохождения удается получить средствами MAPLE (для всех моделей); при этом выражения являются очень громоздкими, и нет возможности привести их полностью в обычной «печатной форме». Однако одним из преимуществ прикладных пакетов является возможность аналитических преобразований и манипуляций с громоздкими выражениями (причем как в явной, так и неявной формах).

Этапы алгоритмического решения задачи (все или некоторые: «сшиванием» потенциальных и волновых функций, решения уравнений Шредингера, визуализации и определения параметров) могут быть реализованы в пакетах MATHCAD и MATHEMATICA (в зависимости от сложности модели и возможностей пакетов).

Таким образом, в работе сформулированы пять моделей, конструирующие двух- и трехгорбые потенциалы тяжелых элементов; разработан комплекс программ для решения соответствующих уравнений Шредингера и вычисления коэффициента прохождения с применением функциональных алгоритмов в среде прикладного математического пакета MAPLE; получены точные решения для волновых функций и вычислены коэффициенты прохождения в рамках трех моделей. С помощью комплекса программ проведены исследования результатов, полученных в рамках сформулированных моделей для потенциалов, включающее компьютерную визуализацию волновых функций и функциональных зависимостей коэффициентов прохождения, и численный расчет резонансных уровней и энергий квазистационарных состояний для некоторых реализаций потенциалов; проведено исследование моделей потенциалов в рамках задачи рассеяния с целью выявления особенностей их использования и влияния разных реализаций потенциалов на конечный результат.

Автор выражает благодарность к.ф.-м.н. Ф.И. Карманову за обсуждения и полезные замечания.

Литература

1. *Strutinsky V.M.* // Nucl. Phys. – A95. – 1967. – P.420.
2. *Strutinsky V.M.* // Nucl. Phys. – A122. – 1968. – P.1.
3. *Bjornholm B., Strutinsky V.M.* // Nucl. Phys. – 1969. – A136. – P. 1.
4. *Howard W.M., Voller P.* At. Nucl. Data Tables. 25, 1908. – P.219.
5. *Lavin L., Delgado A., Capote R.* Improvements of the pairing correction for barrier code: ground state and saddle point deformation of the thorium isotopes. Nuclear structure // Proc. of the Conf.: Bologna 2000. Structure of the nucleus at the dawn of the century. World Sc. 2001. – P. 249-252.
6. *Ogloblin A.A., Artemov K.P., Glukhov Yu.A., Demyanova A.S., Paramonov V.V., Rozkov M.V., Rudakov V.P., Goncharov S.A.* Study of cluster emission barrier in $^{12}\text{C} + ^{205}\text{Pb}$ elastic scattering and possible observation of quasimolecular configuration. Nucleus-Nucleus collisions // Proc. of the Conf.: Bologna 2000. Structure of the nucleus at the dawn of the century. World Sc. 2001. – P. 409-412.
7. *Balantekin A.B., Takigawa N.* Quantum tunneling in nuclear fusion // Rev. Mod. Phys. – 1998. – V. 70. – № 1. – P. 77-100.
8. *Desmarais D., Duggan J. L.* The study of alpha-particle decay schemes of heavy nuclei // Amer. J. of Physics. – 1990. – V. 58. – Is. 11. – P. 1079-1085.
9. *Ignatyuk A. V., Rabotnov N. S., Smirenkin G. N.* Phys. Letters 29B, 1969, P. 209.

10. *Gai E. V. et al.* in Proceedings of the Second Symposium on the Physics and Chemistry of Fission, Vienna, Austria, 1969. – P. 337.
11. *Cramer J.D., Nix J.R.* Exact Calculation of the Penetrability Through Two-Peaked Fission Barriers / *Physical Review C*. – 1970. – V. 2. – № 3. – P. 1048-1057.
12. *James G.D.* Exact calculation of the penetrability through triple hump fission barrier // *Comp. Phys. Comm.* 40. 1986. – P. 375-378.
13. *Соколов А.А., Тернов И.М., Жуковский В.Ч.* Квантовая механика. – М.: Наука, 1979. – 528 с.
14. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теоретическая физика (в 10 т). Т. III. Квантовая механика (нерелятивистская теория). – М.: Физматлит, 2004. – 800 с.
15. *Флюгге Э.* Задачи по квантовой механике (в 2 т). Т. I. – М.: Мир, 1974. – 344 с.
16. *Справочник по специальным функциям / Под. ред. М. Абрамовиц, И. Стиган.* – М.: Наука, 1979. – 832 с.

Поступила в редакцию 14.05.2007

СПОСОБЫ УМЕНЬШЕНИЯ ПОГРЕШНОСТЕЙ ОЦЕНКИ КОНЦЕНТРАЦИЙ НУКЛИДОВ ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ МЕТОДА ИНТЕРВАЛЬНЫХ ВЫЧИСЛЕНИЙ В ЗАДАЧАХ ИЗОТОПНОЙ КИНЕТИКИ

Д.В. Хитрик, В.В. Колесов, Д.А. Камаев, В.Ф. Украинцев

*Обнинский государственный технический университет атомной энергетики,
г. Обнинск*



Исследованы различные способы уменьшения погрешности концентраций нуклидов при использовании метода интервальных вычислений в задачах изотопной кинетики. Проведены сравнения полученных результатов с соответствующими результатами линейной теории возмущений. Обнаружено, что в ряде случаев линейная теория возмущений дает значительное занижение оценок погрешностей.

ВВЕДЕНИЕ

В статье [1], нами было приведено детальное описание использования методики интервальных вычислений для оценки погрешностей концентраций нуклидов в задаче изотопной кинетики. Основными особенностями предлагаемой методики являются гарантированность вычисляемых оценок (это всегда оценки сверху) и простота реализации на ЭВМ. Проведенные нами тестовые расчеты показали разумность получаемых оценок [1, 2]. Однако существует серьезная опасность завышения оценок погрешностей концентраций в случае, если погрешности параметров достаточно велики. Предлагаемая статья посвящена некоторым приемам, с помощью которых удалось практически убрать завышение погрешностей и достаточно близко подобраться к значениям, посчитанным точно в граничных точках при сохранении гарантированности оценки, а также результатам сравнения предлагаемой методики с достаточно широко применяемыми методами оценки погрешностей концентраций, такими как теория возмущений.

МАТЕМАТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ, ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ДЛЯ ОЦЕНОК ПОГРЕШНОСТЕЙ

Математическая формулировка задачи изотопной кинетики представляет собой хорошо известную задачу Коши:

$$\begin{cases} \frac{dN}{dt}(t) = K \cdot N(t) \\ N(0) = N_0 \end{cases}$$

$$k_{ij} = k_{ij}(\Phi, \sigma_f, \sigma_c, \sigma_{n2n}, \sigma_{n3n}, \dots) = k_{ij}(\bar{p}),$$

$$t = 0 \dots T.$$

Коэффициенты в соответствующей матрице зависят от некоторого вектора параметров \bar{p} , в который входят плотность потока нейтронов, микроскопические сечения, постоянные распада и т.д. Параметры предполагаются известными с некоторыми погрешностями.

Оценка погрешности концентрации в задачах изотопной кинетики есть диапазон значений, которые она может принимать, если входные параметры пробегает все значения из своих диапазонов. Эта оценка может быть завышенной или заниженной, в последнем случае существует такой набор параметров, при котором значение функции выходит за оцененные пределы. Гарантированная оценка величины — это оценка величины, в которой ее возможные значения не выходят за границы оценки при любых значениях параметров из заданных диапазонов. Гарантированная оценка может быть завышенной, но никогда не заниженной.

Рассмотрим метод, который в настоящее время широко применяется для решения данной задачи — метод теории возмущений. Популярность его объясняется простотой и возможностью качественно интерпретировать влияние тех или иных погрешностей параметров на погрешности концентраций нуклидов через так называемые коэффициенты чувствительности.

МЕТОД, ОСНОВАННЫЙ НА ЛИНЕЙНОЙ ТЕОРИИ ВОЗМУЩЕНИЙ

В основу теории возмущений положены следующие рассуждения. Пусть мы умеем решать задачу для некоторого набора параметров p . Тогда, используя разложение Тейлора в окрестности p , мы можем оценить значение концентраций в соседней возмущенной точке $p + \Delta p$ следующим образом:

$$N(t, p + \Delta p) \approx N(t, p) + \frac{\partial N}{\partial p}(t, p) \Delta p.$$

При этом все нелинейные члены формулы Тейлора исключаются из рассмотрения, что делает равенство неточным. Также существенно, что формула имеет смысл только при малых возмущениях Δp .

Для задачи определения погрешностей предполагают, что произведение модуля частной производной функции концентрации по параметру на значение приращения этого параметра определяет максимально возможное возмущение концентрации при возмущении данного параметра. Абсолютная погрешность ΔN для возмущения $\Delta p = (p_1, p_2, \dots, p_k)$ будет выглядеть следующим образом:

$$\Delta N = \sum_k \left| \frac{\partial N}{\partial p_k}(t, p) \right| \cdot |\Delta p_k|.$$

Однако такой подход обладает определенными недостатками: Во-первых, при этом нельзя работать с большими погрешностями параметров, иначе теряет смысл разложение по формуле Тейлора. Во-вторых, из-за пренебрежения членами со старшими производными получается приближенная оценка погрешности результата. Метод не применим для случая большого количества параметров. Для каждого параметра необходимо считать производную $\frac{\partial N}{\partial p_k}(t, p)$, что является трудо-

емкой операцией, сравнимой по затратам с решением исходной задачи без погрешностей. Такой расчет можно проводить, если параметров немного (десятки). Если же параметров тысячи, то обычно такие вычисления уже не проводятся.

КОМБИНИРОВАННЫЙ МЕТОД

Возможно применение комбинированного метода, также дающего гарантированные оценки погрешностей концентраций. Суть метода заключается в следующем. Обычный интервальный анализ, как уже говорилось, всегда дает гарантированные оценки. Но в ряде случаев, когда в расчетах участвуют параметры с большими погрешностями, данные оценки могут оказаться чересчур завышенными и тогда возникает необходимость в их уточнении. Причем в таких случаях оказывается, что есть некоторая небольшая группа параметров, которые особенно сильно влияют на завышение погрешности результата. Естественным будет учесть такое влияние явно, с помощью идеи теории возмущений.

Для этого воспользуемся формулой Лагранжа или формулой конечных приращений. Будем считать, что для рассматриваемой функции (изменение концентрации нуклидов с течением времени) она справедлива. Тогда выполняется следующее равенство:

$$N(p + \Delta p) = N(p) + \frac{\partial N}{\partial q}(p^*) \Delta p$$

$$p^* \in [p - \Delta p; p + \Delta p],$$

которое является точным, однако на практике никогда не используется, так как неизвестно значение p^* . Для рассматриваемой задачи бы было достаточно знать, в каких пределах может изменяться производная при условии, что значение p^* лежит в интервале $[p - \Delta p; p + \Delta p]$. Такую оценку можно получить, проведя интервальный расчет $\frac{\partial N}{\partial p}(p)$. Полученная оценка будет гарантированной и даст нам

верхнюю и нижнюю границы производной: $N'_{-p} \leq \frac{\partial N}{\partial p}(p) \leq \overline{N}'_p$. Это значит, что мы можем с уверенностью сказать, что для любого $\tilde{p} \in [p - \Delta p; p + \Delta p]$ будет выполняться неравенство

$$N(p) - \max\left(\left|N'_{-p}\right|, \left|\overline{N}'_p\right|\right) \cdot \Delta p \leq N(\tilde{p}) \leq N(p) + \max\left(\left|N'_{-p}\right|, \left|\overline{N}'_p\right|\right) \cdot \Delta p.$$

Таким образом, мы решили вопрос с гарантированностью оценки погрешности в теории возмущений. К сожалению, интервальные вычисления могут только увеличить время счета, а оно и так было большим, и такое прямое решение все также неприменимо к задачам большой размерности.

ВРЕМЯ ВЫЧИСЛЕНИЙ ДЛЯ КОМБИНИРОВАННОГО МЕТОДА

Время вычислений при использовании комбинированного метода можно уменьшить следующим образом. Разделим множество параметров на 2 неравные части. Вклад большей части (обозначим их буквой p) будем оценивать с помощью обычного интервального анализа, а вклад меньшей (обозначим их q) – с помощью интервальной теории возмущений. Имеем:

$$N(\tilde{p}, \tilde{q}) = N(\tilde{p}, q) + \frac{\partial N}{\partial q}(\tilde{p}, q^*) \Delta q$$

$$\tilde{p} \in [p - \Delta p, p + \Delta p], \quad \tilde{q}, q^* \in [q - \Delta q; q + \Delta q].$$

Первое слагаемое мы сможем оценить сверху и снизу с помощью обычного интервального анализа, в предположении, что погрешности имеются только у параметров p , а параметры q известны точно. Во втором слагаемом производную будем считать интервально, учитывая погрешности и в p , и в q . Далее нам останется только объединить получившиеся оценки: нижнюю границу для N получим как сумму нижних границ слагаемых, а верхнюю – как сумму верхних.

Важным моментом в данных рассуждениях является то, что нам не нужно считать производные по всем параметрам. Достаточно выбрать лишь несколько из тех, которые соответствуют параметрам с самыми большими значениями погрешности, чтобы получить более точные оценки по сравнению с обычным интервальным методом. В то же время, получаемые оценки остаются гарантированными.

ИНТЕРВАЛЬНЫЕ ВЫЧИСЛЕНИЯ С ДРОБЛЕНИЕМ ИНТЕРВАЛОВ

Существует и другой подход к уточнению оценок, полученных с помощью интервального анализа. Мы уже упоминали, что сильное влияние на погрешности результата оказывают большие погрешности параметров. К счастью, можно увеличить точность получаемых оценок, если решить нескольких задач с меньшими погрешностями, а затем определенным образом объединить результаты.

Чтобы проиллюстрировать идею, выберем среди параметров p один параметр $\hat{p} \in [a; b]$. Разобьем диапазон его возможных значений на n интервалов:

$[a; b] = \bigcup_n [a_i; b_i]$ и применим интервальную методичку для каждого из них. Получим:

$$N(p, \hat{p}_1) \in [c_1; d_1], p_1 \in [a_1, b_1],$$

...

$$N(p, \hat{p}_i) \in [c_i; d_i], p_i \in [a_i, b_i],$$

...

$$N(p, \hat{p}_n) \in [c_n; d_n], p_n \in [a_n, b_n].$$

Принимая во внимание, что $[c_i; d_i]$ – это гарантированная оценка значений для N в случае изменения параметра p_i в пределах интервала $[a_i; b_i]$, а также учитывая, что все вместе интервалы $[a_i; b_i]$ образуют интервал $[a; b]$, можно утверждать, что значения функции N не могут выходить за пределы интервала

$$[c; d] = \bigcup_n [c_i; d_i] = [\min(c_i); \max(d_i)].$$

Приведенный метод легко распространяется на случай разбиения интервалов нескольких параметров. В таком случае нужно будет решать $n_1 \cdot n_2 \cdot \dots \cdot n_k$ задач, где k – количество параметров, а n_i – число разбиений интервала значений для i -го параметра.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Рассмотрим на двух модельных задачах, сформулированных в работе [3], какие погрешности могут быть получены с помощью изложенных выше подходов: обычного интервального метода (ИА), комбинированного интервального метода, использующего теорию возмущений (ИА ТВ), метода дробления интервалов (ИА ДИ) и метода линейной теории возмущений (ТВ).

Модельная задача 1. Будем рассматривать только радиационный захват, деление и радиоактивный распад ^{242}Pu , ^{243}Pu и ^{243}Am . Тогда система дифференциальных уравнений имеет вид:

$$\begin{aligned} \frac{dN_{Pu42}(t)}{dt} &= -\sigma_{cPu42} \Phi N_{Pu42}(t) - \sigma_{fPu42} \Phi N_{Pu42}(t) - \lambda_{Pu42} N_{Pu42}(t) \\ \frac{dN_{Pu43}(t)}{dt} &= -\sigma_{cPu43} \Phi N_{Pu43}(t) + \sigma_{cPu42} \Phi N_{Pu42}(t) - \sigma_{fPu43} \Phi N_{Pu43}(t) - \lambda_{Pu43} N_{Pu43}(t) \\ \frac{dN_{Am43}(t)}{dt} &= -\sigma_{cAm43} \Phi N_{Am43}(t) - \sigma_{fAm43} \Phi N_{Am43}(t) - \lambda_{Am43} N_{Am43}(t) + \lambda_{Pu43} N_{Pu43}(t). \end{aligned}$$

Соответствующие сечения, постоянные распада и начальные концентрации приводятся в табл. 1. Время выгорания топлива $T=100$ сут, плотность потока нейтронов $\Phi = 3,92 \cdot 10^{14}$ нейтр/(с·см²).

Таблица 1

Параметры системы уравнений

Изотоп	σ_c , барн	σ_f , барн	λ , с ⁻¹	$N_0 \times 10^{-24}$ ядер/см ³
²⁴² Pu	8.675	0.478	5.677×10^{-14}	1.0×10^{-4}
²⁴³ Pu	5.612	11.546	3.885×10^{-5}	0
²⁴³ Am	28.824	0.461	2.976×10^{-12}	0

Модельная задача 2. Будем рассматривать только радиационный захват, деление и радиоактивный распад, но для ²⁴⁰Pu, ²⁴¹Pu и ²⁴¹Am. Тогда система дифференциальных уравнений имеет вид:

$$\begin{aligned} \frac{dN_{Pu40}(t)}{dt} &= -\sigma_{cPu40} \Phi N_{Pu41}(t) - \sigma_{fPu40} \Phi N_{Pu40}(t) - \lambda_{Pu40} N_{Pu40}(t) \\ \frac{dN_{Pu41}(t)}{dt} &= -\sigma_{cPu41} \Phi N_{Pu41}(t) + \sigma_{cPu40} \Phi N_{Pu40}(t) - \sigma_{fPu41} \Phi N_{Pu41}(t) - \lambda_{Pu41} N_{Pu41}(t) \\ \frac{dN_{Am41}(t)}{dt} &= -\sigma_{cAm41} \Phi N_{Am41}(t) - \sigma_{fAm41} \Phi N_{Am41}(t) - \lambda_{Am41} N_{Am41}(t) + \lambda_{Pu41} N_{Pu41}(t). \end{aligned}$$

Соответствующие сечения, постоянные распада и начальные концентрации приводятся в табл. 2. Время выгорания топлива $T=100$ сут, плотность потока нейтронов $\Phi = 3,92 \cdot 10^{14}$ нейтр/(с·см²).

Таблица 2

Параметры системы уравнений

Изотоп	σ_c , барн	σ_f , барн	λ , сек ⁻¹	$N_0 \times 10^{-24}$ ядер/см ³
²⁴² Pu	14.867	0.621	3.360×10^{-12}	1.0×10^{-4}
²⁴³ Pu	5.288	16.923	1.525×10^{-9}	0
²⁴³ Am	23.087	0.674	5.082×10^{-11}	0

Существенное отличие первой модельной задачи от второй заключается в том, что в первой модельной задаче постоянная распада для ²⁴³Pu заметно превышает остальные постоянные распада, и как мы увидим далее существенно влияет на погрешности концентраций, получаемые при расчетах с помощью интервального анализа.

Такие простые модельные задачи позволят нам определить – не переоценивает ли предлагаемый интервальный метод реальные пределы изменения концентраций нуклидов при вариации констант. Реальные пределы изменения концентра-

ций нуклидов при изменениях одноклассовых констант (и постоянных распада в некоторых случаях) определялись нами простым перебором их значений на верхних и нижних границах, хотя, если говорить строго, этого не совсем достаточно, т.к. максимальные изменения концентраций могут, возможно, достигаться в ряде случаев внутри интервалов изменения некоторых входных параметров.

Положим погрешности одноклассовых констант и постоянных распада равными 15% от их значений. Оценим, насколько мы завышаем погрешности концентраций при использовании метода интервальных вычислений и сравним результаты интервальных вычислений (простого и модифицированных) с результатами линейной теории возмущений.

В табл. 3 приведены расчеты для первой модельной задачи в случае, когда погрешности заданы только для одноклассовых констант, в табл. 4 – результаты, когда на 15% возмущается λ для ^{243}Pu (сильно превышает остальные постоянные распада). В табл. 5 и 6 приводятся аналогичные результаты для второй модельной задачи (в табл. 6 – результаты, когда на 15% возмущается λ для ^{241}Pu).

При расчетах с использованием интервального метода с дроблением интервалов, в отличие от обычного интервального метода, получаем интервалы не симметричные относительно точного (не интервального) решения задачи Коши. Поэтому в таблицах в соответствующих столбцах приводятся левый и правый интер-

Таблица 3

**Первая модельная задача.
Погрешности 15% только в одноклассовых константах**

Нуклид	Концентрация, $\times 10^{-24}$ ядер/см ³	ИА, %	ТВ, %	ИТВ, %	ИА ДИ, %	Отклонение для угловой точки, %
^{242}Pu	9.695×10^{-5}	0.47	0.47	0.47	0.46/0.47	0.47
^{243}Pu	8.485×10^{-9}	15.54	13.96	14.10	14.84/14.78	14.65
^{243}Am	2.745×10^{-6}	16.12	15,53	15.83	15.56/15.74	15.61

Таблица 4

**Первая модельная задача.
Погрешности 15% в одноклассовых константах и в λ для ^{243}Pu**

Нуклид	Концентрация, $\times 10^{-24}$ ядер/см ³	ИА, %	ТВ, %	ИТВ, %	ИА ДИ, %	Отклонение для угловой точки, %
^{242}Pu	9.695×10^{-5}	0.47	0.47	0.47	0.46/0.47	0.47
^{243}Pu	8.485×10^{-9}	35.92	28.34	35.92	25.96/35.03	34.74
^{243}Am	2.745×10^{-6}	57.02	15,57	34.30	15.86/16.02	15.65

Таблица 5

**Вторая модельная задача.
Погрешности 15% только в одноклассовых константах**

Нуклид	Концентрация, $\times 10^{-24}$ ядер/см ³	ИА, %	ТВ, %	ИТВ, %	ИА ДИ, %	Отклонение для угловой точки, %
^{240}Pu	9.489×10^{-5}	0.79	0.79	0.79	0.79/0.79	0.79
^{241}Pu	4.693×10^{-6}	16.11	15.20	15.47	15.35/15.45	15.23
^{241}Am	3.081×10^{-8}	16.20	15.54	15.84	15.58/15.76	15.62

Таблица 6

**Вторая модельная задача.
Погрешности 15% в одноклассовых константах и в λ для ^{241}Pu**

Нуклид	Концентрация, $\times 10^{-24}$ ядер/см ³	ИА, %	ТВ, %	ИТВ, %	ИА ДИ, %	Отклонение для угловой точки, %
^{240}Pu	9.489×10^{-5}	0.79	0.79	0.79	0.78/0.79	0.79
^{241}Pu	4.693×10^{-6}	16.22	15.29	15.62	15.43/15.56	15.34
^{241}Am	3.081×10^{-8}	33.72	30.48	33.60	28.26/33.04	32.87

валы (в %) по отношению к точному решению задачи, которое приведено во вторых столбцах. При этом суммарный гарантированный интервал есть сумма левого и правого приведенных интервалов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из представленных результатов модельных расчетов видно, что теория возмущений в ряде случаев заметно занижает погрешности концентраций. В то же время модификации интервального анализа дают результаты, близкие к реальным значениям погрешностей. Метод интервальных вычислений с дроблением интервалов нам представляется наиболее интересным. Следует сказать несколько слов о необходимости дробления интервалов. На наш взгляд, не может быть четких рекомендаций, когда такое дробление необходимо. Однако всегда имеет смысл сделать одно разбиение интервалов неопределенности входных параметров, чтобы проверить, приведет ли оно к уменьшению гарантированных интервальных оценок результата, и на основании этого сделать вывод о необходимости дальнейшего дробления каких-либо интервалов для входных параметров.

Литература

1. Камаев Д.А., Колесов В.В., Украинцев В.Ф., Хитрик Д.В. Использование метода интервальных вычислений для получения оценок характеристик топлива и их неопределенностей в процессе кампании // Известия вузов. Ядерная энергетика. – 2007.
2. Kamayev D.A., Kolesov V.V., Ukraintsev V.F., Hitrik D.V. The use of interval calculation technique for fuel characteristic uncertainty estimations into a fuel cycle / Proceedings of the International Conference PHYSOR-2006. ANS-2006 (в электронном виде).

Поступила в редакцию 2.05.2007

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В КОНЕЧНОМ СОСТОЯНИИ В ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЯХ С ЗАРЯЖЕННЫМИ ЧАСТИЦАМИ

В.Л. Шаблов, И.А. Тырас

*Обнинский государственный технический университет атомной энергетики,
г. Обнинск*

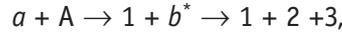
Р

Развитый ранее метод описания послестолкновительного кулоновского взаимодействия (ПСВ) в трехчастичных реакциях с образованием двухфрагментных резонансов обобщен на случай, когда резонансная энергия незначительно превышает порог распада в один из возможных каналов. Моделирование ПСВ в реакции с образованием резонанса ядра ${}^5\text{He}$ ($E^* = 16.76$ МэВ) в реакции $d({}^7\text{Li}, \alpha)n$ при $E_d = 6.8$ МэВ показало хорошее согласие разработанной параметризации амплитуды процесса с экспериментальными данными.

Как известно, важным средством изучения виртуальных и резонансных состояний ядер являются многочастичные реакции, в конечном состоянии которых наряду с другими продуктами образуется исследуемая нестабильная система [1, 2]. Например, нейтронизбыточное ядро ${}^9\text{He}$, представляющее собой резонанс в системе $n + {}^8\text{He}$, можно наблюдать в реакции ${}^9\text{Be}({}^{14}\text{C}, {}^{14}\text{O}){}^9\text{He}$, однако прямой процесс рассеяния нейтронов на нестабильных ядрах ${}^8\text{He}$ осуществить практически невозможно. В реакциях рассматриваемого типа взаимодействие в резонирующей системе не является изолированным, в частности, при наличии дальнедействующих кулоновских сил распад резонанса не будет даже асимптотически свободным. Влияние сопутствующих нестабильной системе частиц на процесс ее распада получило название послестолкновительного взаимодействия (ПСВ) [3, 4]. Роль ПСВ была изучена экспериментально и теоретически в работах [1–5], где было обнаружено и описано изменение формы резонансной кривой, ее полуширины и местоположения резонансного пика на примере реакций с образованием нестабильных ядер ${}^5\text{He}$, ${}^5\text{Li}$, ${}^8\text{Be}$ и других, в которых уширение резонансной кривой достигало 100% по сравнению с условиями изолированного распада изучаемой нестабильной системы.

Основной интерес представляет изучение ПСВ в реакциях с образованием окологороговых состояний ядер, поскольку в таких реакциях может наблюдаться сужение резонансного пика [6, 7]. Настоящая работа посвящена моделированию ПСВ в реакциях данного типа, в которых при параметризации резонансной части двухчастичной амплитуды рассеяния необходимо использовать приближение с шириной, зависящей от энергии [10].

Как было показано в [10], для реакции типа



в которой заряженными частицами является частица 1 и по крайней мере один из фрагментов распада околорогового резонанса. Квадрат модуля резонансной части амплитуды рассеяния записывается в виде

$$|T_R(\bar{k}_{23}\bar{p}_1)|^2 = N \frac{e^{(\eta-v_1)\text{arctg}(\varepsilon)} |\chi_{23}(\bar{k}_{23})|^2 |\tilde{T}(\bar{p}_1)|^2}{\left((E_{23} - E_R)^2 + \frac{\Gamma^2}{4} \right)^{-v_2} \left((E_{23} - E_R)^2 + \frac{\Gamma^2(E_{23})}{4} \right)}. \quad (1)$$

В (1) использованы следующие обозначения: E_R и Γ – резонансная энергия и ширина резонанса в паре 23, $\Gamma(E_{23})$ – зависящая от значения относительной энергии в паре 23 ширина резонанса, параметризуемая с использованием R – матричной теории, причем $E_{23} = E_R$, $\Gamma(E_R) = \Gamma$, $\varepsilon = \Gamma/2(E_R - E_{23})$ – приведенная энергия. Величины \bar{k}_{23} и \bar{p}_1 представляют собой относительный импульс в резонирующей паре и импульс сопутствующей частицы (в системе центра масс) соответственно. Далее, χ_{23} – вершинная функция распада резонанса, а $\tilde{T}(\bar{p}_1)$ – амплитуда образования резонанса, аппроксимируемая константой. ПСВ в (1) описываются множителем

$$\frac{N e^{(\eta-v_1)\text{arctg}(\varepsilon)}}{\left((E_{23} - E_R)^2 + \frac{\Gamma^2}{4} \right)^{-v_2}},$$

где $N = e^{-\pi(\eta-v_1)} |\Gamma(1+i\eta-iv_1-iv_2)|^2$, $\eta = \eta_{12} + \eta_{13}$ – сумма кулоновских параметров в парах 12 и 13, $v = v_1 - iv_2$ – кулоновский параметр в системе резонанс – сопутствующая частица:

$$v_1 - iv_2 = \frac{q_1(q_2 + q_3) \cdot n_{1,23}}{\sqrt{E^c + i\frac{\Gamma}{2}}},$$

причем q_i – заряд i -ой частицы, $n_{1,23} = \frac{m_1(m_2 + m_3)}{m_1 + m_2 + m_3}$ – приведенная масса пары 23 и

частицы 1, $E^c = \frac{p_1^2}{2n_{1,23}} + E_{23}$ – кинетическая энергия в системе центра масс.

Особенностью параметризации (1) по сравнению с предыдущими [1–4] является зависимость ширины резонанса от энергии в брейт-вигнеровском множителе

и наличие фактора $\left((E_{23} - E_R)^2 + \frac{\Gamma^2}{4} \right)^{v_2}$, в котором фигурирует истинная величина

ширины резонанса, задаваемая полюсом аналитического продолжения двухчастичной функции Грина. Последним фактором можно пренебречь, если $E_c - E_R \gg \Gamma/2$, т.е. параметр v_2 исчезающе мал.

Анализ параметризации (1) показывает, что:

1) если $\eta - v_1 > 0$, местоположение резонанса сдвигается в сторону меньших относительных энергий в паре 23 [1–4]; при этом, если резонанс не является околороговым, то он уширяется [1–4]; тогда как для околорогового резонанса может наблюдаться и сужение [6, 7];

2) если же $\eta - v_1 < 0$, местоположение резонанса сдвигается в сторону больших энергий, и он всегда уширяется;

3) во всех случаях резонансная кривая является асимметричной;

4) если параметр v_2 не мал, то резонансная кривая дополнительно уширяется.

В процессе моделирования амплитуда (1) пересчитывалась из системы центра масс в лабораторную систему координат, причем при необходимости кинематические параметры конечного состояния реакции выражались через длину дуги кинематического локуса. Расчеты проводились с помощью математического пакета MathCad11.

Одним из ярких проявлений ПСВ может служить реакция $d(^7\text{Li}, \alpha)n$ с образованием термоядерного резонанса в подсистеме $\alpha + n$ ($E^* = 16.76$ МэВ), в которой при низких энергиях налетающего дейтрона наблюдается заметное уширение резонанса в определенных кинематических областях конечного состояния реакции [5]. Для объяснения экспериментальных данных [5] при $E_d = 6.8$ МэВ была применена параметризация (1), в которой ширина $\Gamma(E_{23})$ моделировалась выражением

$$\Gamma(k_{23}) = \Gamma_{\alpha n} + \Gamma_{dt} \cdot \frac{\chi(k_{23})}{\chi(k_R)} \cdot \frac{k_{23}}{k_R},$$

где $\chi(k) = \frac{2\pi\eta(k)}{e^{2\pi\eta(k)} - 1}$, $\eta(k) = \frac{q_i q_j \mu_{23}}{k}$, $\mu_{23} = \frac{m_2 m_3}{m_2 + m_3}$ – приведенная масса частиц 23, $k_R = \sqrt{2\mu_{23}E_R}$.

На рис. 1 представлен энергетический локус рассматриваемой реакции. На рис. 2 изображен график квадрата амплитуды рассеяния, вычисленный по формуле (1), в зависимости от относительной энергии в паре частиц 23. Квадрат амплитуды был вычислен при различных значениях угла разлета частицы 1 и пары 23, а именно, при значениях 20, 40, 60, 90, 120, и 180°. На рисунке непрерывной линией приведен график квадрата амплитуды реакции без учета кулоновского взаимодействия. Как было предсказано, положение резонанса сдвигается в сторону больших или меньших значений относительной энергии в паре частиц 23, в зависимости от угла разлета частиц уширяется и кривая становится асимметричной. Искажение формы резонансной кривой наиболее сильно в тех ситуациях, когда образующиеся в реакции альфа-частицы вылетают с малым относительным импульсом ($\theta_{1,23} = 20^\circ$).

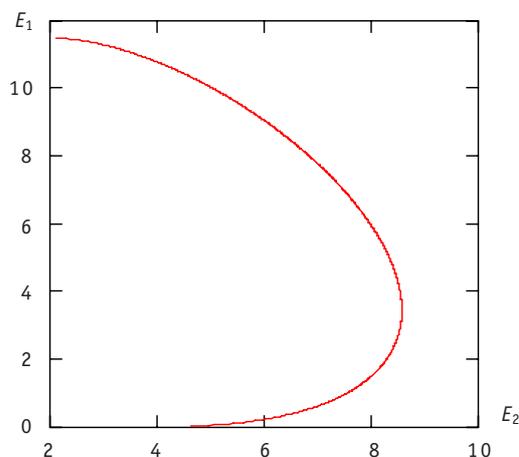


Рис.1. Кинематический локус реакции: E_1 и E_2 – энергии регистрируемых альфа-частиц

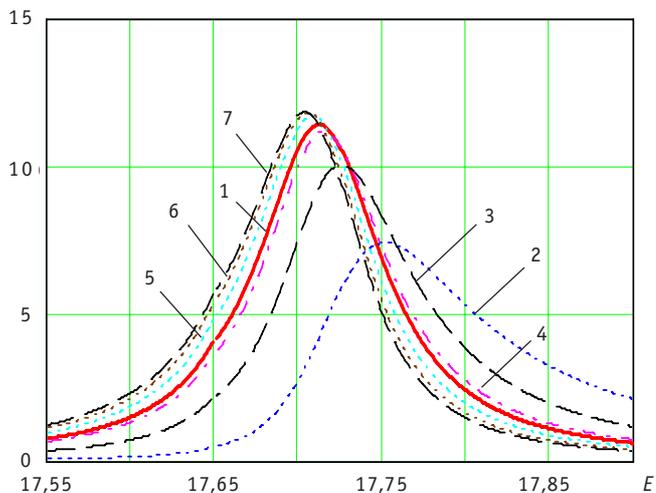


Рис. 2. Квадрат амплитуды рассеяния, вычисленный по формуле (2) для значений углов между частицей 1 и парой 23, равных 20, 40, 60, 90, 120 и 180° (E – энергии в паре частиц 23); непрерывной линией изображен график квадрата амплитуды без учета кулоновского взаимодействия: 1 – $t_{mv}(E, 0)$; 2 – $t_2(E, 20)$; 3 – $t_2(E, 40)$; 4 – $t_2(E, 60)$; 5 – $t_2(E, 90)$; 6 – $t_2(E, 120)$; 7 – $t_2(E, 180)$

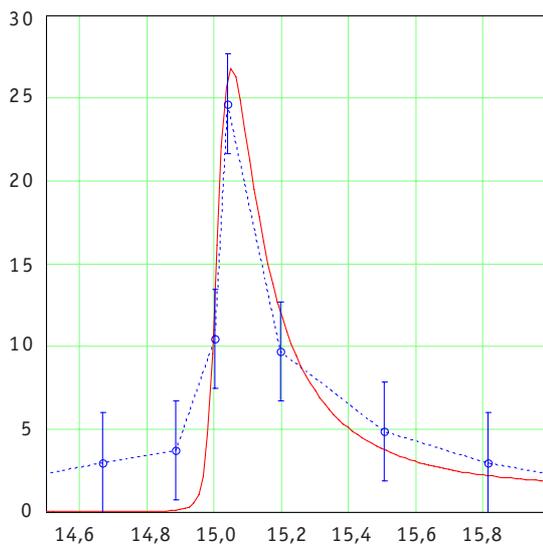


Рис. 3. Спектр реакции при регистрации на совпадение альфа-частиц в зависимости от длины кривой кинематического локуса: пунктирная линия – сечение, рассчитанное с помощью представленной модели, непрерывная линия – экспериментальные данные работы [5]

На рис. 3 представлена зависимость спектра реакции от длины энергетического локуса, вычисленная с помощью представленной модели, и экспериментальные данные из работы [5]. Видно, что результаты, полученные с помощью использованной модели для амплитуды рассеяния, хорошо согласуются с экспериментальными данными.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изменение наблюдаемых параметров двухфрагментных ядерных резонансов (в частности, ширины резонансного пика) за счет послестолкновительного кулоновского взаимодействия не означает изменения скорости распада резонанса, а от-

ражает лишь перераспределение энергии между частицами после распада резонанса за счет дальнедействующих кулоновских сил. В то же время ожидается, что ПСВ может проводить к изменению соотношения ветвей распада резонанса по различным каналам [1, 8, 11]. Наиболее вероятными кандидатами для обнаружения указанного эффекта являются реакции с образованием околороговых резонансов. Первые экспериментальные результаты в этом направлении были получены в [11] в реакции $\alpha(^7\text{Li}, ^6\text{Li})n\alpha$ при $E_\alpha = 27.2$ МэВ, где было показано, что в присутствии альфа-частицы вероятность распада возбужденного состояния ядра ^7Li ($E^* = 7.45$ МэВ) изменяется (в определенной кинематической области) с величины $\Gamma_n/\Gamma = 0.77$ до величины 0.49 ± 0.06 . В дальнейшем предполагается применить параметризацию (1) для изучения этого эффекта.

Авторы выражают свою благодарность Ю.Н. Павленко (ИЯИ АН Украины) за плодотворные обсуждения.

Литература

1. Комаров В.В., Попова А.М., Карманов Ф.И., Шаблов В.Л. и др. // Физика элементарных частиц и атомного ядра. – 1992. – Т. 23. – Вып. 4. – С. 1035.
2. Комаров В.В., Попова А.М., Шаблов В.Л. Динамика систем нескольких квантовых частиц. – М.: МГУ, 1996.
3. Ашууров А.Р., Зубарев Д.А., Мухамеджанов А.М. и др. // Ядерная физика. – 1991. – № 53. – С. 151.
4. Кучиев М.Ю., Шейнерман С.А. Послестолкновительное взаимодействие в ионизации внутренних оболочек атомов электронных ударов // Журнал технической физики. – 1987. – № 57. – С. 1476.
5. Arena N., Fazio G., Giardina G., Italiano A., etc. Three-body effects in the $^7\text{Li}(d, \alpha\alpha n)$ reaction // Phys. Rev. C. – 1989. – V. 40. – № 1. – P. 5558.
6. Fazio G., Giardina G., Karmanov F.I., Shablov V.L. Properties of the resonance scattering in two-fragment systems formed in many-particles nuclear reactions // Int. Jour. Mod. Phys. E. – 1996. – V.5. – № 1. – P.175180.
7. Комаров В.В., Попова А.М., Карманов Ф.И., Шаблов В.Л. Эффект сужения околорогового резонанса наблюдаемый в двухфрагментных резонансах с образованием трех частиц в конечном состоянии // Известия РАН. Серия: Физика. – 1995. – Т.59. – №5. – С.2832.
8. Karmanov F.I., Pavlenko Yu.N., Tyras I.A., Shablov V.L. Narrowing of near-threshold two-body resonances produced by three particle nuclear reactions // Intern. Conf. "Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy" (May 29 – June 03, 2006, Kyiv, Ukraine. – Book of Abstracts. – P. 69 – 70.
9. Ситенко А.Г. Теория ядерных реакций. – М.: Энергоатомиздат, 1983.
10. Никитиц Ф. Фазовый анализ в физике сильных взаимодействий. – М.: Мир, 1983.
11. Pavlenko Yu.N. // Problems of atomic science and technology. – 2005. – №6. – P. 11.

Поступила в редакцию 2.05.2007

КЛАССИФИКАЦИЯ БИФУРКАЦИОННЫХ ГРАНИЦ В ТОЧЕЧНОЙ МОДЕЛИ КСЕНОНОВЫХ КОЛЕБАНИЙ

Н.А. Якушкин

*Обнинский государственный технический университет атомной энергетики.
г. Обнинск.*



Исследуются бифуркационные границы в точечной модели ксеноновых колебаний. Цель проводимого исследования – выявление опасных и безопасных бифуркационных границ. Данная классификация позволяет определить те границы изменения управляющих параметров ядерного реактора, выход за которые влечет за собой потерю управляемости реактором. Также следует подчеркнуть, что реальные ксеноновые колебания в ядерных реакторах столь сложны и многообразны, что не укладываются в тесные рамки точечной модели. Однако то, что в данной работе к точечной модели был успешно применен метод классификации бифуркационных границ, основанный на вычислении многомерного шварциана, позволяет предполагать, что данный метод может быть применим к более сложным, и тем самым более адекватным моделям ксеноновых колебаний.

ВВЕДЕНИЕ

В [1] рассмотрена следующая модель ксеноновых колебаний в ядерном реакторе. Пусть $q_1(t)$ и $q_2(t)$ – концентрации йода-135 и ксенона-135 (далее йод и ксенон) в ядерном реакторе на момент времени t соответственно. Тогда, с некоторыми допущениями, можно считать, что поведение функций $q_1(t)$ и $q_2(t)$ описывается следующей системой обыкновенных дифференциальных уравнений

$$\begin{cases} \frac{dq_1}{dt} = \frac{\beta(1 + \alpha q_1) + \gamma q_2}{\gamma + 1} - q_1(1 + \beta(1 + \alpha q_1)) \\ \frac{dq_2}{dt} = \lambda(\beta(1 + \alpha q_1) - q_2), \end{cases} \quad (1)$$

где α, β – управляющие параметры ядерного реактора, $\gamma \approx 23,6$, $\lambda \approx 1,74$ – коэффициенты, обусловленные свойствами йода и ксенона. Система (1) обладает двумя неподвижными точками:

$$\begin{cases} q_1^{1,2}(\alpha, \beta) = \frac{-(1 + \beta(1 - \alpha)) \pm \sqrt{4\alpha\beta^2 + (1 + \beta(1 - \alpha))^2}}{2\alpha\beta} \\ q_2^{1,2}(\alpha, \beta) = \beta(1 + \alpha q_1^{1,2}(\alpha, \beta)) \end{cases}$$

Следуя [1], рассмотрим неподвижную точку, соответствующую положительным равновесным концентрациям йода и ксенона

$$\begin{cases} q_1^1(\alpha, \beta) = \frac{-(1 + \beta(1 - \alpha)) + \sqrt{4\alpha\beta^2 + (1 + \beta(1 - \alpha))^2}}{2\alpha\beta} \\ q_2^1(\alpha, \beta) = \beta(1 + \alpha q_1^1(\alpha, \beta)) \end{cases} \quad (2)$$

Условия устойчивости и некоторые простейшие бифуркации неподвижной точки (2) можно исследовать по линейному приближению системы (1). Исследования, результатом которых является бифуркационная диаграмма, приведены в [1].

Линеаризация системы (1) в неподвижной точке (2) имеет вид:

$$D(\alpha, \beta) = \begin{pmatrix} \beta \left(\frac{\alpha}{\gamma + 1} - 1 - 2\alpha q_1^1(\alpha, \beta) \right) - 1 & \frac{\gamma}{\gamma + 1} \\ \alpha\beta\lambda & -\lambda \end{pmatrix} =$$

$$= \begin{pmatrix} \beta \left(\frac{\alpha}{\gamma + 1} - 1 - \frac{\sqrt{4\alpha\beta^2 + (1 + \beta(1 - \alpha))^2} - (1 + \beta(1 - \alpha))}{\beta} \right) - 1 & \frac{\gamma}{\gamma + 1} \\ \alpha\beta\lambda & -\lambda \end{pmatrix}.$$

Характеристическое уравнение для $D(\alpha, \beta)$

$$\mu^2 - \left(\beta \left(\frac{\alpha}{\gamma + 1} - 1 - \frac{\sqrt{4\alpha\beta^2 + (1 + \beta(1 - \alpha))^2} - (1 + \beta(1 - \alpha))}{\beta} \right) - 1 - \lambda \right) \mu - \beta\lambda \left(\left(\frac{\alpha}{\gamma + 1} - 1 - \frac{\sqrt{4\alpha\beta^2 + (1 + \beta(1 - \alpha))^2} - (1 + \beta(1 - \alpha))}{\beta} \right) - 1 \right) - \frac{\alpha\beta\gamma\lambda}{\lambda + 1} = 0.$$

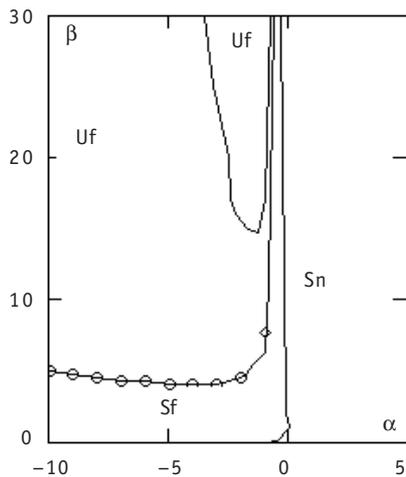


Рис. 1а. Бифуркационная диаграмма:
 Sn – устойчивый узел; Un – неустойчивый узел; Sf – устойчивый фокус; Uf – неустойчивый фокус; \circ – контрольная точка; \diamond – особая контрольная точка

Бифуркационная диаграмма неподвижной точки (2) системы (1) приведена на рис. 1 а.

На рис. 1а изображен прямоугольник, каждой точке которого соответствует пара значений управляющих параметров (α, β) . Прямоугольник разделен на четыре области таких, что принадлежность пары значений управляющих параметров (α, β) к одной из таких областей обозначает определенную качественную картину поведения решений системы (1) вблизи неподвижной точки (2).

На бифуркационной диаграмме есть кривая, являющаяся границей области устойчивости. Если точка (α, β) принадлежит этой кривой, то спектр линейного оператора состоит из пары чисто мнимых, комплексно сопряженных собственных значений. Данная бифуркация рассмотрена в [3, 6]. Приведем краткое изложение данных результатов.

Рассмотрим произвольную систему

$$\frac{d\varphi}{dt} = f(\varphi, \psi, p), \quad \frac{d\psi}{dt} = g(\varphi, \psi, p), \quad \varphi, \psi \in R, \quad \text{где } p \in R. \quad (3)$$

Предположим, что:

1) при $p \in I$, где $I \subset R$ – некоторый интервал, есть неподвижная точка $(\varphi_0(p), \psi_0(p))$ системы (3), при этом существует такое значение $p_0 \in I$ параметра p , что неподвижная точка $(\varphi_0(p), \psi_0(p))$ устойчива при $p < p_0$ и неустойчива при $p > p_0$; в этом случае значение $p = p_0$ называется *бифуркационным*, и при $p = p_0$ происходит *бифуркация потери устойчивости неподвижной точки* $(\varphi_0(p), \psi_0(p))$.

2) бифуркация потери устойчивости обусловлена тем, что спектр лианеризации системы (3)

$$\begin{pmatrix} \frac{\partial f(\varphi_0(p_0), \psi_0(p_0), p_0)}{\partial x} & \frac{\partial f(\varphi_0(p_0), \psi_0(p_0), p_0)}{\partial y} \\ \frac{\partial g(\varphi_0(p_0), \psi_0(p_0), p_0)}{\partial x} & \frac{\partial g(\varphi_0(p_0), \psi_0(p_0), p_0)}{\partial y} \end{pmatrix}$$

состоит из собственных значений вида: $\mu_{1,2} = u \pm iv$, $u, v \in R$, таких, что $\text{sign}(u) = \text{sign}(p - p_0)$;

$$3) \frac{\partial u(p_0)}{\partial p} > 0.$$

Если выполнены условия 1–3, то имеет место *бифуркация Андронова-Хопфа*, состоящая в рождении устойчивого предельного цикла из фокуса (см. рис. 16) [2, 5, 6]. Если неподвижная точка $(\varphi_0(p), \psi_0(p))$ устойчива, то данная бифуркация *мягкая (безопасная)*, если неустойчива, то – *жесткая (опасная)* [2, 6]. Бифуркационные границы, на которых происходит жесткая бифуркация, называются *опасными*, те же, на которых происходит мягкая бифуркация – *безопасными* [2].

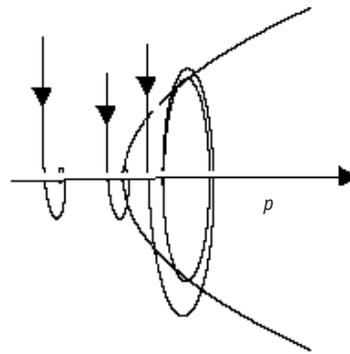


Рис. 16. Бифуркация Андронова-Хопфа

Проблемой устойчивости неподвижной точки при нулевых и отрицательных вещественных частях собственных значений лианеризации соответствующей системы занимался Ляпунов [7].

Он вывел формулы для вычисления так называемых *ляпуновских величин*. Эти формулы содержат производные первого, второго и третьего порядков.

Если вещественная часть ляпуновской величины положительна, бифуркация жесткая, если отрицательна – бифуркация мягкая. Отметим, что ляпуновская величина равна коэффициенту при кубическом члене исследуемой системы, приведенной в окрестности исследуемой неподвижной точки к нормальной форме. В частности, система (3), приведенная в окрестности неподвижной точки $(\varphi_0(p), \psi_0(p))$ к нормальной форме, имеет вид:

$$\frac{dz}{dt} = \mu z + kz|z|^2 + O(|z|^5),$$

$$\begin{cases} \text{Re } z = c_{1,1}(\varphi - \varphi_0(p_0)) + c_{1,2}(\psi - \psi_0(p_0)) + \dots \\ \text{Im } z = c_{2,1}(\varphi - \varphi_0(p_0)) + c_{2,2}(\psi - \psi_0(p_0)) + \dots \end{cases}$$

где $k, \mu, c_{1,1}, c_{1,2}, c_{2,1}, c_{2,2}$ – комплексные числа, причем k – ляпуновская величина [3, 6].

Вычисление ляпуновской величины или соответствующего коэффициента нормальной формы – довольно трудоемкий процесс, включающий в себя приведение исследуемой системы к диагональному виду, что в случае громоздкой системы обременительно. Менее трудоемкий способ определения типа бифуркации, используемый в данной работе, состоит в вычислении, предложенного в [3], *многомерного шварциана*. Отметим, что многомерный шварциан поля, порождающего поток, вычисленный в исследуемой неподвижной точке равен с точностью до некоторого, зависящего от системы координат, положительного множителя соответствующей ляпуновской величине. Таким образом, многомерный шварциан является индикатором типа бифуркации потери устойчивости.

Мягкая бифуркация потери устойчивости характеризуется тем, что при достаточном малом выходе значения параметра за границу области устойчивости, появляется устойчивый предельный цикл, лежащий в малой окрестности бифурцирующей неподвижной точки. Жесткая бифуркация потери устойчивости характеризуется тем, что при достаточно малом выходе значения параметра за границу области устойчивости, появляется ограниченная окрестность неподвижной точки, содержащая эту точку, такая, что траектории, берущие начало вне этой окрестности, впоследствии эту окрестность не пересекают.

Физико-техническая интерпретация опасности и безопасности границ такова. Пусть динамика произвольного управляемого процесса описывается системой (3) и процесс находится в состоянии устойчивого равновесия, соответствующего устойчивой неподвижной точке системы (3). Достаточно малый выход значения управляющего параметра за безопасную бифуркационную границу повлечет переход процесса, описываемого системой (3), в новый, но достаточно близкий к исходному по значениям переменных φ, ψ режим. Например, в режим малых колебаний вблизи неустойчивого состояния равновесия. Достаточно малый выход значения управляющего параметра за опасную границу, обуславливает переход процесса, описываемого системой (3), в новый, непредсказуемый режим. Возможно в режим колебаний с некоторой постоянной или возрастающей амплитудой. Таким образом, когда речь идет об опасных и безопасных границах, подразумеваются опасность потери управляемости системы.

КЛАССИФИКАЦИЯ БИФУРКАЦИОННЫХ ГРАНИЦ

Из изложенного следует, для того чтобы отнести границу области устойчивости неподвижной точки к опасным или безопасным, следует показать, что при выходе управляющих параметров системы за данную границу имеет место соответственно жесткая или мягкая бифуркация потери устойчивости. Это, в свою очередь, равносильно положительности или отрицательности вещественной части многомерного шварциана исследуемой системы, вычисленного в неподвижной точке при значениях параметров, лежащих на исследуемой бифуркационной границе. Методика вычисления многомерного шварциана описана в [3, 4].

Приведем краткое описание данной методики. Дадим некоторые необходимые в дальнейшем определения.

Набор $T_{j_1 \dots j_k}^{i_1 \dots i_m}$ координат, занумерованных индексами $i_1, \dots, i_m, j_1, \dots, j_k \in \{1, 2, \dots, n\}$, определяет в пространстве R^n величину тензорного вида (**в.т.в**). Пусть в некоторой области $D \subset R^n$ введены две произвольные, в общем случае криволинейные системы координат $\theta^1, \dots, \theta^n, \vartheta^1, \dots, \vartheta^n$.

Величина тензорного вида T , координаты которой $\{T_{j_1 \dots j_k}^{i_1 \dots i_m}\}, \{T_{j_1' \dots j_k'}^{i_1' \dots i_m'}\}$ в координ-

натных системах $\theta^1, \dots, \theta^n, \vartheta^1, \dots, \vartheta^n$ соответственно связаны соотношением:

$$T_{j_1 \dots j_k}^{i_1 \dots i_m} = \frac{\partial \vartheta^{i_1}}{\partial \theta^{j_1}} \dots \frac{\partial \vartheta^{i_m}}{\partial \theta^{j_m}} \cdot \frac{\partial \theta^{j_1}}{\partial \vartheta^{i_1}} \dots \frac{\partial \theta^{j_k}}{\partial \vartheta^{i_k}} T_{j_1 \dots j_k}^{i_1 \dots i_m}, \quad (*)$$

называется *тензором*. Линейные и квадратичные функционалы, а также векторы и первая производная векторного поля являются частными случаями тензоров. Вторая и третья производные векторного поля тензорами не являются, т.к. соотношение (*) верно для них лишь при линейной замене координат.

Для **в.т.в** определены операции сложения, умножения на число, тензорного произведения и свертки.

Пусть S, T – **в.т.в** типа (m, k) , тогда их сумма определена как

$$(S + T)_{j_1 \dots j_k}^{i_1 \dots i_m} = S_{j_1 \dots j_k}^{i_1 \dots i_m} + T_{j_1 \dots j_k}^{i_1 \dots i_m}.$$

Умножение **в.т.в** $T_{j_1 \dots j_k}^{i_1 \dots i_m}$ типа (m, k) на число a определено как $(aT)_{j_1 \dots j_k}^{i_1 \dots i_m} = a(T_{j_1 \dots j_k}^{i_1 \dots i_m})$.

Если P – **в.т.в** типа (m, k) , а Q – **в.т.в** типа (s, p) , то тензорным произведением этих **в.т.в** будет **в.т.в** типа $(m + s, k + p)$, определяемая равенством

$$(P \otimes Q)_{j_1 \dots j_{k+p}}^{i_1 \dots i_{m+s}} = (P_{j_1 \dots j_k}^{i_1 \dots i_m}) (Q_{j_{k+1} \dots j_{k+p}}^{i_{m+1} \dots i_{m+s}}).$$

Рассмотрим операцию свертки двух **в.т.в**.

Пусть P, Q – **в.т.в** типа $(m, k), (k, n)$ соответственно. Тогда их сверткой будет **в.т.в** типа (m, n) , определенная как

$$(P * Q)_{j_1 \dots j_n}^{i_1 \dots i_m} = \sum_{s_1 \dots s_k} (P_{s_1 \dots s_k}^{i_1 \dots i_m}) \cdot (Q_{j_1 \dots j_n}^{s_1 \dots s_k}).$$

Перейдем к непосредственному описанию методики вычисления многомерно-шварциана.

Пусть дана произвольная система

$$\frac{dx}{dt} = f(x), \quad x = (x^1, \dots, x^n), \quad f(x) = (f^1(x), \dots, f^n(x)) \in R^n,$$

имеющая неподвижную точку x_0 . Определим первую, вторую и третью производные векторного поля $f(x)$, порождающего поток как тензор и **в.т.в**, заданные формулами

$$f'(x) = \{f^i_{,j}(x)\} = \left\{ \frac{\partial f^i(x)}{\partial x^j} \right\}, \quad f''(x) = \{f^{ii}_{,j,k}(x)\} = \left\{ \frac{\partial^2 f^i(x)}{\partial x^j \partial x^k} \right\},$$

$$f'''(x) = \{f^{iii}_{,j,k,m}(x)\} = \left\{ \frac{\partial^3 f^i(x)}{\partial x^j \partial x^k \partial x^m} \right\}.$$

Пусть $u, u_0, w \in R^n$ и определена некоторая функция $g(u)$ такая, что $g(u_0) = 0$.

Тогда k – струя функции $g(u)$ в точке $u = u_0$ определяется первыми k членами тэйлоровского разложения $g(u_0)$.

В дальнейшем будем рассматривать только две струи (далее струи). Поясним структуру струи. Для этого рассмотрим разложение

$$g(u_0 + w) = L(w) + \frac{1}{2}B(w, w) + o(\|w\|^3),$$

где $L(w) = \sum_i \frac{\partial g(u_0)}{\partial u^i} w^i$, $B(w, w) = \sum_{i,j} \frac{\partial^2 g(u_0)}{\partial u^i \partial u^j} w^i w^j$ соответственно линейный и квадра-

тичный функционалы, действующие в R^n . Итак, струя определяется парой $J = (L, B)$, где L, B – линейный и квадратичный функционалы, действующие в R^n . Для вычисле-

ния многомерного шварциана необходимо построить *собственную струю* поля, порождающего поток в исследуемой неподвижной точке [3]. Струя $J = (L, B)$ называется собственной струей относительно векторного поля $f(x)$ в точке x_0 , соответствующей собственному значению μ линейного оператора $f'(x_0)$, если верны соотношения: $L^* f'(x_0) = \mu L$, $B^*(f'(x_0) \otimes f'(x_0)) + L^* f''(x_0) = \mu B$.

Отметим, что собственная струя поля, порождающего поток, соответствующая собственному значению μ , необходимая для вычисления многомерного шварциана, строится из (4), (5).

Описание свойств собственной струи приведено в [3].

Заметим, что при переходе от переменных (координат) $x = (x^1, \dots, x^n)$ к переменным $y(x) = (y^1(x^1, \dots, x^n), \dots, y^n(x^1, \dots, x^n))$ струи функций и собственные струи относительно векторных полей изменяются [3].

Вычисление шварциана начинают с выбора собственного значения μ линейного оператора $f'(x_0)$, обуславливающего бифуркацию. Если, как в рассматриваемом в данной работе случае, бифуркация обусловлена тем, что при выходе управляющих параметров за границу области устойчивости, вещественные части пары комплексно-сопряженных собственных значений исследуемой линеаризации системы становятся положительными, то выбирают любое из этих значений. Потом вычисляются левый (L) и правый (ν) собственные векторы линейного оператора $f'(x_0)$, соответствующие выбранному собственному значению

$$\mu L = L f'(x_0), \mu \nu = f'(x_0) \nu, (L, \nu) = 1. \quad (4)$$

Затем из системы уравнений

$$\mu B = L^* f''(x_0) + (B^* f'(x_0) + f'(x_0)^* B) \quad (5)$$

вычисляются коэффициенты квадратичной формы B .

Определим для вектора ν и комплексно-сопряженного к нему вектора ν^* **в.т.в** типа (4, 0)

$$T(\nu) = \nu^* \otimes \nu \otimes \nu \otimes \nu + \nu \otimes \nu^* \otimes \nu \otimes \nu + \nu \otimes \nu \otimes \nu^* \otimes \nu + \nu \otimes \nu \otimes \nu \otimes \nu^*.$$

Пусть заданы **в.т.в** типа (0, 4)

$$U = (L \otimes L)^* (f'''(x_0) \otimes \delta),$$

$$V = 3(B \otimes L - L \otimes B)^* (f''(x_0) \otimes \delta \otimes \delta),$$

где δ - символ (тензор) Кронекера. Тогда шварциан имеет вид:

$$Sh(f, x_0, J, \nu) = (U + V)^* T(\nu). \quad (6)$$

В общем случае шварциан зависит от системы координат. Однако, если в спектре линейного оператора $f'(x_0)$ есть собственное значение μ с нулевой вещественной частью, причем вектор ν и собственная струя J вычислены относительно данного собственного значения, то шварциан, вычисленный в точке x_0 относительно струи J и вектора ν , не зависит от системы координат.

ВЫЧИСЛЕНИЕ ШВАРЦИАНА ДЛЯ МОДЕЛИ КСЕНОНОВЫХ КОЛЕБАНИЙ

В данной работе рассмотрено вычисление шварциана для системы (1).

Для того чтобы вычислить шварциан, в нашем случае необходимо

1) выбрать любое собственное значение μ линейного оператора $D(\alpha_0, \beta_0)$, где (α_0, β_0) – исследуемая точка на границе области устойчивости неподвижной точки (2);

2) вычислить соответствующие этому собственному значению собственные левый L и правый ν векторы линейного оператора $D(\alpha_0, \beta_0)$ и отнормировать их

так, что $(L, v) = 1$;

3) вычислить коэффициенты квадратичной формы B из системы уравнений, являющейся конкретизацией (5) для системы (1)

$$M_1 = \begin{pmatrix} 2D(\alpha_0, \beta_0)_{1,1} - \mu & 2D(\alpha_0, \beta_0)_{2,1} & 0 \\ D(\alpha_0, \beta_0)_{1,1} & D(\alpha_0, \beta_0)_{1,1} + D(\alpha_0, \beta_0)_{2,1} - \mu & D(\alpha_0, \beta_0)_{2,1} \\ 0 & 2D(\alpha_0, \beta_0)_{1,2} & 2D(\alpha_0, \beta_0)_{2,2} - \mu \end{pmatrix} \quad (7)$$

$$M_1 \begin{pmatrix} B_{1,1} \\ B_{1,2} \\ B_{2,2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 2\alpha\beta q_1^1(\alpha_0, \beta_0)L_1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix};$$

4) для вектора v и комплексно-сопряженного к нему вектора $v^* = \bar{v}$ определим **В.Т.В**

$$R(v) = \{R^{i,j}(v)\} = 2(\omega^1)v^1v^j + (v^1)^2\omega^jv^j + (v^1)^2v^i\omega^j;$$

5) пусть $P = \{P_{i,j}\} = -6\alpha q_1^1(\alpha_0, \beta_0)(B_{1,i}L_j - L_1B_{i,j})$, тогда шварциан имеет вид:

$$S = P^*R(v). \quad (8)$$

Выполненное исследование состояло в вычислении многомерного шварциана на границе области устойчивости неподвижной точки (2). Для этого на данной границе выбиралось 100 равноотстоящих друг от друга точек, и в этих точках вычислялся многомерный шварциан. Всюду вещественная часть многомерного шварциана оказывалась отрицательной. Следовательно, исследуемая **граница** области устойчивости **безопасна**.

В таблице приведены значения вещественной части многомерного шварциана в 11 контрольных точках, отмеченных на рис. 1а.

α	β	$\text{Im}(\mu)$	$\text{Re}(Sh)$
-10	4.98	8.954	-0.099
-9	4.708	8.22	-0.111
-8	4.472	7.529	-0.122
-7	4.278	6.853	-0.159
-6	4.127	6.1891	-0.2
-5	4.024	5.528	-0.21
-4	3.99	4.859	-0.364
-3	4.091	4.178	-0.549
-2	4.562	3.491	-0.938
-1	7.687	3.131	-1.519
-0.6	30	2.9865	-0.866

Пример вычисления многомерного шварциана в особой контрольной точке границы области устойчивости $\alpha_0 = -1$, $\beta_0 \approx 7,687$ (см. рис.1а). Данным значениям параметров соответствует неподвижная точка $q_1^1(\alpha_0, \beta_0) \approx 0.7$, $q_2^1(\alpha_0, \beta_0) \approx 2.317$. Линеаризация системы (1) в данной неподвижной точке имеет собственные зна-

чения $\mu_1 = \mu_2^* \approx 3.131i$, выбираем $\mu \approx 3.131i$. Этому собственному значению соответствуют левый $L \approx (-0.741 - 1.126i, 0.17i)$ и правый $v \approx (0.2, -0.374 - 0.64i)^T$ собственные векторы.

Из системы уравнений (7) находим коэффициенты квадратичной формы V :

$$V_{1,1} \approx 0.77 + 4.7372i, \quad V_{1,2} \approx 0.067 + 0.526i, \quad V_{2,2} \approx 0.165 + 0.142i.$$

Вычисляем многомерный шварццан по формуле (8), его вещественная часть равна -1.519 .

Основным результатом данной работы является вывод о том, что в рассмотренной модели происходят только мягкие бифуркации потери устойчивости неподвижной точки.

Искренне благодарю проф. Е.А. Сатаева за постановку задачи, ставшей основой для данной работы. Выражаю признательность В.П. Гинкину, Ю.Н. Корниенко, В.Н. Манохину, В.М. Рябому, А.Г. Костромину за конструктивную критику.

Литература

1. Рябов Н.А., Семенов А.А. Исследование точечной модели ксеноновых колебаний // Известия вузов. Ядерная энергетика. – 2006. – № 2. – С. 66-73.
2. Баутин Н.Н. Поведение динамических систем вблизи границ области устойчивости. – М.: Наука, 1982.
3. Сатаев Е.А. Производная Шварца для многомерных отображений и потоков // Математический сборник-1999. – Т. 190. – № 11. – С. 139-160.
4. Якушкин Н.А. Шварццан для многомерных диффеоморфизмов, потоков и циклов // Материалы Международной конференции студентов и аспирантов по фундаментальным наукам «Ломоносов 2005» (Секция «Вычислительная математика и кибернетика»). – М.: Издательский отдел факультета ВМиК МГУ. – 2005. – С. 77.
5. Каток А.Б., Хасселлблат Б. Введение в современную теорию динамических систем. – М.: «Факториал», 1999.
6. Марсден Д., Мак-Кракен М. Бифуркация рождения цикла и ее приложения. – М.: Мир, 1982.
7. Ляпунов А.А. Общая задача об устойчивости движения. – М.-Л. Собр. соч., 1956.
8. <http://fizmatlit.narod.ru/index.htm>. Кузнецов С.П. Динамический хаос (курс лекций).
9. Арнольд В.И., Афраймович В.С., Ильашенко Ю.С., Шильников Л.П. Теория бифуркаций // Итоги науки и техники. Динамические системы-5. – М.: ВИНТИ, 1986.

Поступила в редакцию 4.09.2006

ABSTRACTS OF THE PAPERS

УДК 621.039.543.4

Increasing of Security of Export Deliveries of Light Water Fuel due to Recycled Uranium Utilization \ P.N. Alekseev, E.A. Ivanov, V.A. Nevinitza, N.N. Ponomarev-Stepnoi, A.N. Rumyantsev, V.M. Shmelev; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika» (Communications of Higher School. Nuclear Power Engineering). – Obninsk, 2007. – 7 pages, 2 tables, 3 illustrations. – References – 9 titles.

In current paper we consider a possibility of decreasing proliferation risk, dealing with export deliveries of light water reactors fuel. It is shown, that implementation of recycled uranium make it possible to create fuel with intrinsic self-protection properties relatively diversion scenarios in case of IAEA safeguards breakdown.

УДК 621.039

Analysis of the Influence of Possible Nuclear Energy Development Scenarios on the Scale of Inspection Activity to Maintain the Nonproliferation Regime \ A.A. Andrianov, Yu.A. Korovin, G.M. Pshakin; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika» (Communications of Higher School. Nuclear Power Engineering). – Obninsk, 2007. – 10 pages, 2 tables, 8 illustrations. – References – 22 titles.

An analysis of the influence of the possible nuclear energy development scenarios on the scale of inspection activity to maintain the nonproliferation regime is presented in the paper. The study was done based on nuclear energy development models by estimating the dynamics of nuclear materials growth and composition change for different development scenarios and strategies of nuclear materials management in the nuclear fuel cycle. The analysis was performed both for the evolutionary development scenario, assuming conservation of the present-day infrastructure and extrapolation of the current trends of nuclear energy development into the future, and for the innovative development scenario, assuming introduction of innovative nuclear reactor systems into the nuclear energy mix and solution of urgent problems of nuclear energy by means of these systems.

УДК 621.039.54: 004.42

Application of Message Model for Optimization of Two-Component Structure of a Large-Scale Nuclear Power System \ S. Yugay, V. Korobeynikov, M. Bock, Yu. Korovin, E. Fedorova, A. Andrianov; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika» (Communications of Higher School. Nuclear Power Engineering). – Obninsk, 2007. – 6 pages, 3 tables, 6 illustrations. – References – 4 titles.

The results of modeling the two-component structure of Russian nuclear power are presented. The assessment of each components share in total electricity generation at NPPs is made. The investigation results demonstrate the application of a software tool MESSAGE for optimizing the structure of energy systems with closed fuel cycle.

УДК 621.039.543.4

Enriched uranium with addition of 232U: protection against uncontrolled proliferation \ E.F. Kryuchkov, V.A. Apse, V.B. Glebov, A.S. Krasnobaev, A.N. Shmelev; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika» (Communications of Higher School. Nuclear Power Engineering). – Obninsk, 2007. – 8 pages, 2 tables, 1 illustration. – References – 12 titles.

The work considers a way of forming of inherent protective properties of nuclear materials and, first of all, enriched uranium. Protective barriers produced by incorporation of small additions of 232U into the fuel are considered. It is shown that a radiation barrier produced by decay of 232U and daughter products of its radiation chain is more stable in time than a barrier produced by fissile products. At that incorporation 232U into the fuel has positive effect for a system neutron balance.

It is analyzed a protective barrier on the way of unauthorized use of isotope separation technologies for enrichment of uranium which contains 232U. Incorporation of 232U into the uranium hexafluoride leads to make a protective radiochemical barrier on the way of possible unauthorized uranium

enrichment process. These difficulties can become practically insuperable depending on ^{232}U concentration.

УДК 621.039.54

Exploring of Non-Wasted Fuel Cycle of the Ball-Poured Core of the Sodium-Cooled Fast Reactor \ G.B. Usynin, A.A. Kravchenko; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetica» (Communications of Higher School. Nuclear Power Engineering). – Obninsk, 2007. – 6 pages, 3 tables, 2 illustrations. – References – 4 titles.

The calculation of the non-wasted fuel cycle of the ball-poured fast reactor is presented. This fuel cycle contains two types of the reprocessing of the fuel – full and particular. By the full reprocessing pyroprocessing and other chemical operations are used. By the particular reprocessing, only physical and mechanical, and the part of the gas and flying fusion products are extracted.

УДК 621.039.543.6

The Input of an (α, n) Reaction Estimation to an Integral Neutron Intensities of WWER-1000 Spent Fuel \ I.V. Shamanin, M.E. Silaev, S.V. Bedenko, V.V. Martynov; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetica» (Communications of Higher School. Nuclear Power Engineering). – Obninsk, 2007. – 8 pages, 1 table, 3 illustrations. – References – 15 titles.

All nuclear processes resulting to neutron generation within a spent fuel are examined. Total neutron intensity per weight unit of WWER-1000 spent fuel caused by (α, n) reactions and spontaneous fissions of uranium and transuranium nucleus proceeding were determined. Inputs of (α, n) reactions to entire neutron intensity of WWER-1000 spent fuel was estimated according with his burn-up degree.

УДК 621.039.553.34

Analysis of Possible Types of Natural Convection Flows in a Closed Circuit \ Yu.M. Ashurko; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetica» (Communications of Higher School. Nuclear Power Engineering). – Obninsk, 2007. – 11 pages, 7 illustrations. – References – 5 titles.

The paper is devoted to the analysis of the possible types and mechanisms of occurrence of natural convection flows of a single-phase incompressible liquid in a closed circuit. It has been shown that alongside of a common-circuit coolant natural circulation the local closed circuits of natural circulation can exist in some parts of the circuit. The conditions of occurrence of local natural circulation of the coolant in horizontal and vertical parts of the closed circuit and principles of a superposition of the common-circuit and local natural circulation are described.

УДК 621.039.534

Experimental Research of the Processes Accompanying Emergency Receipt of Organic Connections (oil) to the Lead-Bismuth and Lead Heat-Carrier \ A.V. Beznosov, I.V. Karatushina; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetica» (Communications of Higher School. Nuclear Power Engineering). – Obninsk, 2007. – 10 pages, 1 table, 6 illustrations.

Results of experimental and theoretical researches of the processes accompanying emergency receipt of organic connections – oil from the back sealing system of a shaft and circulating pumps bearings of lead-bismuth and lead heat-carrier power contours of nuclear reactors, thermonuclear reactors and accelerating-control systems are presented.

УДК 621.039.534

Results of Simultaneous Dissolution of UO_2 and ZrO_2 by Molten Zircaloy \ A.M. Svyatkin, V.V. Tikhomirov, V.V. Yakovlev, V.P. Smirnov; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetica» (Communications of Higher School. Nuclear Power Engineering). – Obninsk, 2007. – 10 pages, 1 table, 8 illustrations. – References – 6 titles.

Based on the experimental examination performed at RIAR rates of ZrO_2 and UO_2 dissolution by molten Zircaloy at 2100 and 2200°C were estimated. A high-temperature facility for specimen testing has been developed; experiments and post-testing examinations of the obtained compositions were carried out. The results were introduced into the experimental data array of the SVECHA calculation

code that is a model of degradation of a water-cooled reactor fuel rod under severe accidents.

УДК 621.039.5+519.85

Monte Carlo Precise Solution of Electron Transport Problem \ P.A. Androsenko, V.I. Belousov, A.G. Tsarina; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetica» (Communications of Higher School. Nuclear Power Engineering). – Obninsk, 2007. – 6 pages, 2 illustrations. – References – 8 titles.

The approach of the work is to consider questions of the semi-analytic Monte Carlo method application for the problems decision of charged particles deep transmission, and also albedo, in conditions of barrier geometry. Estimation recurrent formulas for building of the sampling process without simulating of the particles free path length are deduced that allow the researcher to solve problems of deep penetration by simulating of electrons transport with the individual collisions technique successfully. The results of calculations from new BRAND version code that based on developed algorithms are given.

УДК 621.039.5+519.85

Monte Carlo Simulation of Ionizing Radiation Influence on Chemical Composition of Human Tissues \ P.A. Androsenko, V.I. Belousov, A.G. Tsarina; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetica» (Communications of Higher School. Nuclear Power Engineering). – Obninsk, 2007. – 5 pages, 1 table, 1 illustration. – References – 4 titles.

The description and justification of the algorithm for modeling of radiation influence on tissue cells structure is developed on the basis of a statistical testing method. The main researched parameter is a dynamics of the concentration changes of free radicals and substances that are structural elements of cells. The received results agree well with theoretical and experimental data.

УДК 621.362

Universal mathematical model of electricity generation channel for heat, electrical and physical characteristics calculation \ D.G. Lazarenko; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetica» (Communications of Higher School. Nuclear Power Engineering). – Obninsk, 2007. – 12 pages, 2 illustrations. – References – 16 titles.

Mathematical model of cylindrical geometry electricity generation channel for thermionic reactor-converter for heat, electrical and physical characteristics calculation is considered. Proposed calculation method is suitable for multivariate calculations including optimization of output characteristics of electricity generation channels.

УДК 621.039.58

Mathematical Model of the Automated Technological Complex «Protection Object - Safety System» Function Process with Renewable Unit and Recurrent Control of Safety System \ A.I. Pereguda, D.A. Timashov; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetica» (Communications of Higher School. Nuclear Power Engineering). – Obninsk, 2007. – 9 pages, 2 illustrations. – References – 9 titles.

In the paper mathematical model of the automated technological complex «protection object - safety system» function process is proposed, in which system of scheduled recovery procedures is considered. The aim of this system is to provide safety operation of protection object. Cascade of integral equations was obtained and solved to calculate probability of complex crash on time interval $[0, t]$.

УДК 621.534:519.7

Scattering Problem for Model Potential of Fission for Heavy Nucleus and Program Systems in Applied Mathematical Programs \ A.V. Tikhonenko; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetica» (Communications of Higher School. Nuclear Power Engineering). – Obninsk, 2007. – 10 pages, 5 tables, 8 illustrations. – References – 16 titles.

Models of two- and tree-peaked fission barriers for heavy nucleus are formulated and program systems are developed in order to obtain exact solutions for wave functions, calculate transmission

coefficient, visualize results and define physical parameters with functional algorithms in MAPLE.

УДК 621.039.51

Uncertainties Estimation Reducing when Interval Analysis Method Is Used for Isotope Kinetics Problem | D.V. Hitrick, V.V. Kolesov, D.A. Kamaev, V.F. Ukraintsev; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetica» (Communications of Higher School. Nuclear Power Engineering). – Obninsk, 2007. – 7 pages, 6 tables. – References – 2 titles.

We suggest several ways of uncertainties estimation reducing when interval analysis is used for isotope kinetics problem. We also compare our results with linear perturbation theory (sensitivity analysis). It was found that for certain cases linear perturbation theory gives us essentially underestimated values of nuclide concentrations uncertainties.

УДК 539.1

Modeling of the Interaction Dynamics for the Nuclear Reaction with Charged Particles in the Final State | V.L. Shablov, I.A. Tyras; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetica» (Communications of Higher School. Nuclear Power Engineering). – Obninsk, 2007. – 5 pages, 3 illustrations. – References – 11 titles.

The method previously developed for the description of the post-collision Coulomb interaction in the reaction final state is generalized to the case of the resonance near threshold formation. Modeling of the Coulomb interaction has shown a good agreement with the experimental data for the reaction $d(^7\text{Li}, \alpha)\alpha n$ with $E_d = 6.8$ MeV. In this case, the resonance of ^5He ($E^* = 16.76$ MeV) was created.

УДК 621.039.51

The Classification of the Bifurcation Borders in the Point Model of the Xenon Oscillations | N.A. Yakushkin; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetica» (Communications of Higher School. Nuclear Power Engineering). – Obninsk, 2007. – 8 pages, 1 table, 2 illustrations. – References – 9 titles.

The present work deals with bifurcation borders in the point model of xenon oscillations. The general goal of the undertaken research is to determine safe and unsafe bifurcation borders. Such classification allows determining the range of a nuclear reactor control parameters, within which the reactor remains controllable. It should be mentioned, that xenon oscillations in nuclear reactors are so complex and diverse, that they cannot be correctly described in the point model. However, the fact that the method of bifurcation borders classification based on finding the multidimensional Schwartz derivative was successfully applied to the point model gives hope, that it can be also applied to more complex and thus more adequate xenon oscillations models.

НАШИ АВТОРЫ

Алексеев П.Н. – к.ф.-м.н., начальник отдела Института ядерных реакторов Российского научного центра «Курчатовский институт».

Ашурко Ю.М. – к.т.н., ведущий научный сотрудник лаборатории расчетно-теоретических исследований безопасности АЭС ГНЦ РФ-ФЭИ. Окончил Московский инженерно-физический институт в 1976 г. Область научных интересов: безопасность АЭС с быстрыми реакторами с натриевым теплоносителем (РБН), системы отвода остаточного тепловыделения в РБН и анализ режимов их функционирования.

Безносов А.В. – д.т.н., профессор кафедры «Атомные, тепловые станции и медицинская инженерия» Нижегородского государственного технического университета (НГТУ).

Иванов Е.А. – к.ф.-м.н., начальник лаборатории Института ядерных реакторов РНЦ «Курчатовский институт».

Каратушина И.В. – к.т.н., доцент кафедры «Атомные, тепловые станции и медицинская инженерия» НГТУ.

Невиница В.А. – к.т.н., ученый секретарь Института ядерных реакторов РНЦ «Курчатовский институт».

Пономарев-Степной Н.Н. – д.т.н., академик, вице-президент РНЦ «Курчатовский институт».

Румянцев А.Н. – к.ф.-м.н., заместитель директора Научно-технологического комплекса «Электроника» РНЦ «Курчатовский институт».

Святкин А.М. – начальник службы подготовки и проведения экспериментов отдела исследования топлива ГНЦ РФ НИИАР. Окончил МИФИ в 1996 г. Область научных интересов: изучение поведения твэлов и ТВС водоохлаждаемых реакторов в аварийных условиях.

Смирнов В.П. – д.т.н., директор по исследованию ядерного топлива ГНЦ РФ НИИАР. Окончил Ленинградский политехнический институт в 1973 г. Область научных интересов: исследование топлива ядерных реакторов различного типа.

Тихомиров В.В. – начальник аналитической лаборатории химико-технологического отдела ГНЦ РФ НИИАР. Окончил Горьковский государственный университет в 1971 г. Область научных интересов: аналитическая химия урана и трансурановых элементов.

Тихоненко А.В. – к.ф.-м.н., доцент Обнинского государственного технического университета атомной энергетики

Шмелев В.М. – д.т.н., заместитель директора Научно-технологического агентства «Нераспространение» РНЦ «Курчатовский институт».

Яковлев В.В. – с.н.с. отдела материаловедения и технологий ГНЦ РФ НИИАР. Окончил МИСиС в 1989 г. Область научных интересов: сканирующая электронная микроскопия и рентгеновский микроанализ материалов реакторной техники.

OUR AUTHORS

Alekseev P.N. – Cand. Sci. (Phys.-Math), head of Department of Nuclear Reactors Institute, Russian Research Centre «Kurchatov Institute».

Ashurko Yu.M. – Ph.D., leading researcher of laboratory of calculational and theoretical studies of NPP safety of the SSC RF-IPPE. Graduated from the Moscow Engineering Physics Institute in 1976. Scientific interests: safety of NPP with sodium cooled fast reactors (SFR), decay heat removal systems in SFR and analysis of their operation.

Beznosov A.V. – Dr. Sci. (Engineering), Professor of the Nizhny Novgorod State Technical University (NNSTU).

Ivanov E.A. – Cand. Sci. (Phys.-Math), head of laboratory, head of Department of Nuclear Reactors Institute, Russian Research Centre «Kurchatov Institute».

Karatushina I.V. – Cand. Sci. (Engineering), associate professor of the Nizhny Novgorod State Technical University (NNSTU).

Nevinitsa V.A. – Cand. Sci. (Engineering), Scientific Secretary of Nuclear Reactors Institute, Russian Research Centre «Kurchatov Institute».

Ponomarev-Stepnoi N.N. – Dr. Sci. (Engineering), Academician, vice-president of Russian Research Centre «Kurchatov Institute».

Rumyantsev A.N. – Cand. Sci. (Phys.-Math), Deputy director of NTK «Electronics», Russian Research Centre «Kurchatov Institute».

Shmelev V.M. – Dr. Sci. (Engineering), Deputy director of NTA «Nonproliferation», Russian Research Centre «Kurchatov Institute».

Smirnov V.P. – Dr. Sci. (Engineering), Director of Nuclear Fuel Investigations of SSC RF RIAR. Graduated from Leningrad Polytechnic Institute in 1973. Scientific interests: fuel investigations on nuclear reactors of various types.

Svyatkin A.M. – head of service for preparation and performance of experiments of Fuel Investigation Department of SSC RF RIAR. Graduated from the MEPHI in 1996. Scientific interests: Examination of fuel rod and FA behavior of water-cooled reactors under emergency conditions.

Tikhomirov V.V. – head of analytical laboratory of Chemical and Technological department of SSC RF RIAR. Graduated from the Gorky State University in 1971. Scientific interests: Analytical chemistry of uranium and transuranic elements.

Tikhonenko A.V. – Cand. Sci. (Phys.-Math.), associate professor of the State Technical University of Nuclear Power Engineering.

Yakovlev V.V. – senior researcher of Material Science and technology department of SSC RF RIAR. Graduated from the Moscow Institute of Steels and Alloys in 1989. Scientific interests: Scanning electron microscopy and X-ray analysis of nuclear engineering materials.