

621.039.5
В 74

ISSN 0205—4671

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ
ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ СССР

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

СЕРИЯ:
Физика
ядерных реакторов
ВЫПУСК

4

1991

МИНИСТЕРСТВО АТОМНОЙ ЭНЕРГЕТИКИ
И ПРОМЫШЛЕННОСТИ СССР

621.039.5

В74

3541449

ИНСТИТУТ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ им. И.В. КУРЧАТОВА

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ СБОРНИК

СЕРИЯ

ФИЗИКА ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ

Федеральное агентство по атомной энергии
ИЗДАЕТСЯ с 1989 г.
"Национальный исследовательский центр
"Объединенный институт ядерных исследований"
Центральный научно-технический институт
выпуск 4

**ИМПУЛЬСНЫЕ РЕАКТОРЫ
И ПРОСТЫЕ КРИТИЧЕСКИЕ СБОРКИ**

МОСКВА — 1991

4172849

Редакционная коллегия серии:

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

Редакционная коллегия выпуска:

В.Ф. Колесов (главный редактор), З.И. Абрамова (отв. секретарь), А.М. Войнов (зам. главного редактора), В.Г. Заграфов, М.И. Кувшинов, С.А. Новиков, И.С. Погребов, В.М. Талызин, В.А. Терехин, С.К. Штарев, В.И. Юферв

В серии "Физика ядерных реакторов" публикуются материалы по следующим вопросам:

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

В выпусках "Импульсные реакторы и простые критические сборки" публикуются статьи, охватывающие следующие конкретные проблемы:

- кинетика и динамика импульсных реакторов и бустеров аperiodического действия;
- конструкции и физические характеристики действующих или проектируемых импульсных реакторов;
- опыт эксплуатации импульсных реакторов;
- методики и результаты проводимых с помощью импульсных реакторов экспериментов;
- критические и другие нейтронно-физические характеристики простыхборок из делящихся веществ;
- использование интегральных экспериментов на простых критических сборках для проверки многогрупповых нейтронных констант;
- ядерная безопасность импульсных реакторов и простых критическихборок.

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

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

Materials related to the concrete topics described below are published in issues "Pulse Reactors and Simple Critical Assemblies":

- kinetics and dynamics of pulse reactors and boosters of aperiodic action;
- designs and physical characteristics of working and projected pulse reactors;
- operational experience of pulse reactors;
- procedures and results of experiments performed with pulse reactor;
- critical and other neutron-physical characteristics of simple assemblies of fissile material;
- integral experiments as applied to simple critical assemblies to test multigroup neutron constants;
- nuclear safety of pulse reactors and simple critical assemblies.

СТОХАСТИЧЕСКАЯ ДИНАМИКА ИМПУЛЬСНОГО РЕАКТОРА ПЕРИОДИЧЕСКОГО ДЕЙСТВИЯ

Е.П. Шабалин

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Дан анализ динамики импульсного реактора периодического действия вне области устойчивости на основе дискретной модели.

STOCHASTIC DYNAMICS OF PERIODICALLY PULSED REACTOR. E.P. SHABALIN. Dynamics analysis of periodically pulsed reactor beyond stability region, basing on discrete model has been given.

ВВЕДЕНИЕ

Для обычных реакторов известны два типа неустойчивости и соответственно два типа поведения мощности за пределами устойчивости: асимптотический рост мощности и нелинейные автоколебания. Недавно был обнаружен еще один тип неустойчивости, характерный для импульсного реактора периодического действия (ИРПД), — возникновение колебаний мощности с частотой, меньшей точно в 2 раза частоты пульсации реактивности [1,2]. Физически природа неустойчивости заключается в “чистом” запаздывании отрицательной обратной связи в ИРПД на один импульс мощности.

Интересен и важен с точки зрения анализа безопасности реактора вопрос о характере поведения мощности ИРПД за пределами устойчивости. Частный случай был рассмотрен в работе [1]. Здесь дан анализ решений уравнений дискретной модели динамики ИРПД, справедливость которой бесспорна и доказана практической работой реакторов ОИЯИ ИБР и ИБР-2 [3,4].

ПРОСТЕЙШАЯ ДИСКРЕТНАЯ НЕЛИНЕЙНАЯ МОДЕЛЬ ДИНАМИКИ ИРПД

Пусть обратная связь в ИРПД имеет простейший вид, т.е. существует единственный ее механизм — мгновенный температурный эффект реактивности. В этом случае, пренебрегая изменением источника запаздывающих нейтронов в течение процесса, можно описать динамику реактора рекурсивными уравнениями [1]:

$$\rho_{n+1} = \varphi \cdot (\rho_n + k_0 \cdot Q_0 \cdot q_n); \quad (1a)$$

$$q_n = \exp(\rho_n + \rho_0)^{-1}, \quad (1b)$$

где ρ_n — реактивность обратной связи в n -м импульсе мощности (для рассматриваемого типа реакторов реактивность равна превышению коэффициента размножения нейтронов в пике импульса мощности над его критическим значением и измеряется в единицах

$\delta_{\text{имп}}$ — импульсной доли запаздывающих нейтронов [5]); ρ_0 — внешняя реактивность; q_n — относительное отклонение энергии n -го импульса мощности реактора от его начального (равновесного) значения Q_0 , при котором $\rho_n = \rho_0 = 0$; $\varphi = \exp(-\alpha \cdot T)$, α — постоянная времени охлаждения активной зоны реактора, T — период пульсации реактора (временной интервал между двумя последовательными импульсами мощности); k_0 — амплитуда импульсной функции обратной связи, т.е. “отклика” реактивности на изменение энергии одного импульса: $k(t) = k_0 \cdot \exp(-\alpha \cdot t)$. Очевидно, $\varphi = k(T)/k_0$.

В уравнении (1a) второе слагаемое в скобках есть изменение реактивности из-за дополнительного, сверхсреднего, нагрева топлива в предыдущем n -м импульсе, равного $q_n \cdot Q_0/c$ (c — теплоемкость топлива). Коэффициент φ учитывает охлаждение реактора (соответственно изменение реактивности) за время между соседними импульсами мощности.

Как следует из уравнения (1a), поведение мощности ИРПД строго определено начальными условиями — значениями величин Q_0 и ρ_0 , а рабочая точка реактора (равновесное состояние $q_n = 0$) соответствует значениям $\rho_0 = 0$ и $\rho_n = 0$. Так как целью данной работы является изучение поведения мощности реактора вне пределов области стабильности, рабочую точку реактора следует считать неустойчивой. Это значит, что любое сколь угодно малое отклонение ρ_0 от нуля вызывает такое изменение мощности (энергии импульсов) реактора во времени (в дальнейшем называемые движением), которые уже не зависят от ρ_0 , а целиком управляются механизмом обратной связи. Поэтому можно считать ρ_0 равным нулю в уравнении (1a), которое теперь будет иметь такой вид:

$$\rho_{n+1} = \varphi \cdot (\rho_n + k \cdot Q \cdot (\exp \rho_n - 1)) \quad (1в)$$

(для упрощения опущены индексы у величин k_0 и Q_0).

Для анализа устойчивости рабочей ("неподвижной") точки обычно линеаризуют уравнение динамики. Линеаризация (1в) приводит к уравнению

$$\rho_{n+1} = \varphi \cdot (1 + kQ) \cdot \rho_n$$

или

$$\rho_{n+1}/\rho_n = \varphi \cdot (1 + kQ) = r, \quad (1г)$$

из которого следует условие устойчивости реактора

$$|r| \leq 1 \quad (r = \varphi \cdot (1 + kQ)). \quad (2)$$

Если параметр r удовлетворяет (2), то небольшое возмущение ρ_0 приводит лишь к временному изменению мощности и реактор постепенно возвращается к равновесному состоянию $q_n = 0$. Напротив, при $r < -1$ сколь угодно малое возмущение реактивности вызывает непрекращающееся движение (надо помнить, что при этом обратная связь отрицательна). Как было показано ранее [1,2], при значениях r в интервале $[-1, -1,5]$ реактор выходит на режим периодических колебаний с периодом, в 2 раза превышающим период пульсации T , т.е. на режим попеременных импульсов (рис. 1). Физическая природа этого явления заключается в том, что в импульсном реакторе с неизбежностью имеет место чистое запаздывание обратной связи на один период пульсации, а это и есть предпосылка к неустойчивости динамической системы. Колебания мощности ИРПД за границей устойчивости в то же время являются устойчивыми, их амплитуда может быть определена их уравнений (1а), (1б) или (1в) [1].

Вопрос состоит в том, что будет при значениях $r < -1,5$; иначе говоря, каково будет поведение реактора с более глубокой отрицательной обратной связью (рис. 2а,б). На рис. 2,а показаны значения энергии импульсов мощности в установившихся циклах свободных колебаний при $r = -0,8 + 2,5$ (величина постоянна и равна 0,98). Видно, что при $r = 1,5$ двухточечный цикл, который стабилен для r , меньших по модулю, становится неустойчив и уступает место четырехточечному циклу — колебаниям с периодом $4T$. Этот, в свою очередь, теряет устойчивость при $r \approx -1,67$, и возникает цикл с периодом $8T$. Такое последовательное удвоение периода продолжается бесконечно в точках r_k , располагающихся все ближе друг к другу по мере возрастания k и сходящихся к $r_\infty = 1,696$, где неожиданно возникает хаотическое движение — неупорядоченное изменение энергии импульсов мощности Q как в Q -пространстве (см. рис. 2,а), так и во времени (рис. 3). Значения Q мечутся непредсказуемо между верхним и нижним пределами.

Этот феномен — беспорядок, порожаемый строго детерминированным уравнением (в данном случае уравнением (1в) динамики ИРПД), — был открыт в конце 70-х гг. и назван детерминированным хаосом [6,7]. Он оказался весьма типичным явлением для многих динамических систем. На рис. 2,б показан хрестоматийный пример, так называемая диаграмма Фейгенбаума — установившиеся значения переменной x , определяемой уравнением

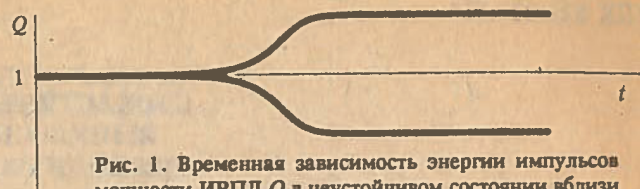


Рис. 1. Временная зависимость энергии импульсов мощности ИРПД Q в неустойчивом состоянии вблизи границы устойчивости ($r = -1,05$); возмущение реактивности произведено в момент $t = 0$

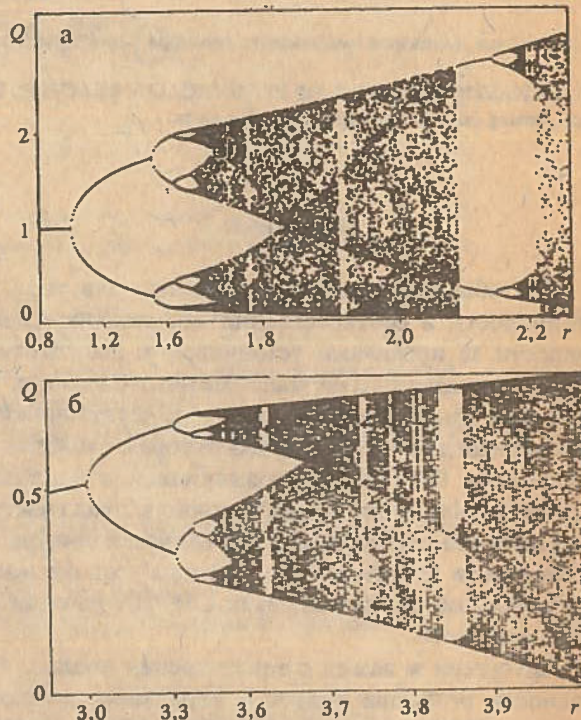


Рис. 2. Примеры диаграмм Фейгенбаума: а — установившиеся значения энергии импульсов мощности Q в свободных колебаниях в зависимости от параметра обратной связи r для реактора, описываемого уравнением (1в); б — диаграмма Фейгенбаума для уравнения (3)

$$x_{n+1} = r \cdot x_n \cdot (1 - x_n), \quad (3)$$

которое является моделью численности биологических популяций [8]. Уравнение (3) имеет неподвижную точку $x = 1 - 1/r$, устойчивую в интервале $1 < r < 3$; при $r > 3$ неустойчивость ведет к нелинейным свободным колебаниям x . Диаграммы "а" и "б" рис. 2 удивительно схожи, удивительно потому, что породившие их уравнения (1в) и (3) весьма несхожи.

Как показал Фейгенбаум [9], для большого класса нелинейных рекурсионных соотношений $x_{n+1} = f(x_n)$, имеющих единственный максимум порядка $z > 1$ (т.е. $f(x_m) - f(x) \propto |x - x_m|^z$ для $(x - x_m)$ достаточно малой), характерны универсальные свойства и одинаковый путь перехода от периодического к хаотическому движению (называемый теперь сценарием Фейгенбаума) независимо от конкретного вида рекурсионного соотношения. К этому же классу относится и уравнение (1в), обладающее свойствами перехода Фейгенбаума. Перечислим их здесь кратко (точная и полная формулировка дана в [9,10]).

1. В некотором интервале изменения управляющего параметра, начиная от значения, соответствующего границе устойчивости в малом r (для уравнения (1в) от $r_1 = -1$ до $r_\infty \cong -1,7$), итерации сходятся к периодическим устойчивым циклам с периодом 2^k итераций (2^k -точечные циклы) с k , изменяющимся от 1 до ∞ в точках r_k -точках "бифуркаций удвоения периода".

2. Значения r_k имеют "скейлинг", т.е. подчиняются масштабному соотношению

$$\frac{r_{k+1} - r_k}{r_{k+2} - r_{k+1}} \Rightarrow \delta \text{ при } k \rightarrow \infty.$$

Число δ — одна из универсальных констант Файгенбаума, равная $-4,6692$.

3. Размещение точек периодического цикла ($\rho_1, \rho_2, \rho_3, \dots, \rho_k$) в пространстве ρ также обнаруживает скейлинг, при каждой бифуркации воспроизводя себя в α -раз меньшем масштабе ($\alpha = 2,5029$). Как следствие этого, любая малая область на диаграммах "а" или "б" рис. 2, будучи увеличенной, станет подобна другой области той же диаграммы при меньшем k .

4. При значении $r = r_\infty$ цикличность уступает место хаотическому движению.

5. Для $|r| > r_\infty$ среди хаоса имеются "окна" регулярности — малые области с последовательностью $m \cdot 2^k$ -точечных циклов, где m любое натуральное число, — период цикла, которым открывается окно; k возрастает от 0 до ∞ .

6. При каждой бифуркации удвоения периода в Фурье-спектре колебаний появляются две новые субгармоники. По-видимому, целесообразно кратко воспроизвести наглядное геометрическое объяснение того, почему удваивается период колебаний, ранее данное Файгенбаумом и Шустером [9,11].

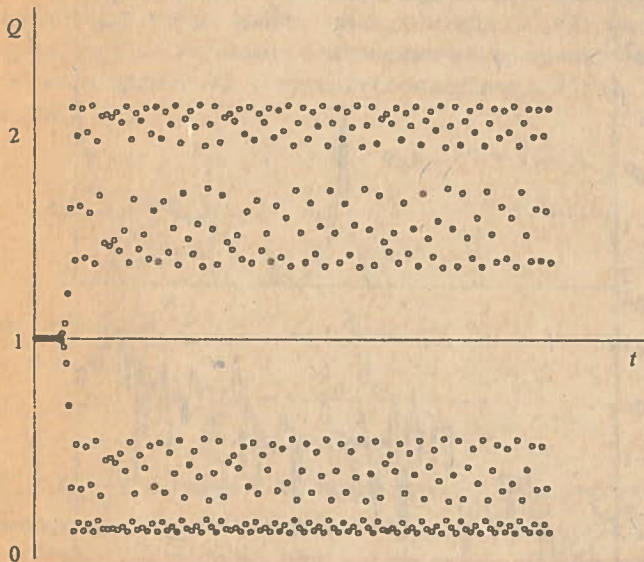


Рис. 3. Временная зависимость энергии импульсов мощности ИРПД в неустойчивом состоянии вдали от границы устойчивости ($r = -1,71$)

Для удобства заменим переменную ρ в уравнении (1в) на x , чтобы оно (уравнение) отображало единственный интервал $[0,1]$ в себя

$$x = 1/(1 + e^{-\rho}), x_{n+1} = F(x_n), \quad (4a)$$

где

$$F(x) = \frac{f(x)}{1+f(x)};$$

$$f(x) = \left[\frac{x}{1-x} \right]^\varphi \cdot \exp \left(\varphi k Q \cdot \frac{2x-1}{1-x} \right). \quad (4б)$$

Функция $F(x)$ имеет единственный максимум; точка $x = 1/2$ — неподвижная точка (преобразуется сама в себя отображением (4а)) при любом значении параметра kQ . Первая производная в этой точке равна r :

$$F'(x) \Big|_{x=1/2} = r = \varphi \cdot (1 + kQ).$$

Тогда при $|r| < 1$ неподвижная точка устойчива, что наглядно демонстрирует рис. 4,а, где показаны последовательные итерации, сходящиеся к $x = 1/2$. При $|r| > 1$ точка $x = 1/2$ становится неустойчивой (рис. 4,б), но для отображения $F^2(x) = F(F(x))$ появляются две неподвижные точки (рис. 5). Это означает, что отображение $F(x)$ дает двухточечный цикл x_1, x_2 , такой, что $x_1 = F(x_2), x_2 = F(x_1)$ (см. рис. 4,б).

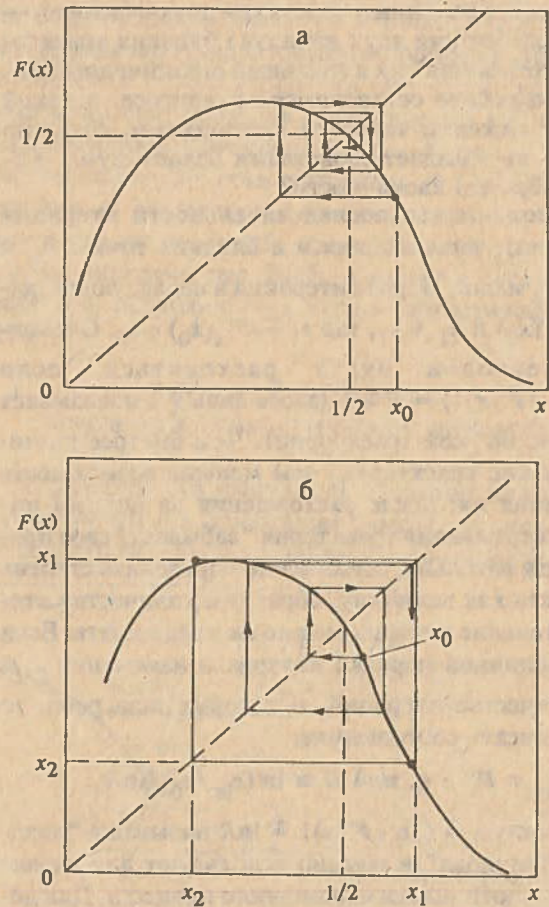


Рис. 4. График преобразования (4) для значения параметра $r > -1$ (а) и $-1,5 < r < -1$ (б)

Далее, при некотором значении r , по модулю, большем 1, каждая из этих точек становится неустойчивой, образуя две новые (рис. 6); отображение $F^4(x) = F^2(F^2(x))$ теперь имеет четыре неподвижные точки, а $F(x)$ — четырехточечный цикл. Такие построения можно продолжать бесконечно.

Детальное объяснение и доказательство универсальности свойств перехода Файгенбаума можно найти в оригинальных работах [7—12].

Вернемся к диаграмме $Q(r)$ на рис. 2, а, к ее стохастической правой части. Прежде всего привлекают внимание периодические окна, неожиданно возникающие среди преобладающего хаоса. Первым появляется 20-точечный цикл при $r = -1,713$. Заметно, что чем меньше начальный период в окне, тем шире окно на оси r , где размещается последовательность циклов, испытывающих бифуркации удвоения периода. Так, первое окно с начальным периодом $m = 2$ (левая часть диаграммы) занимает на оси r сегмент $\Delta r = 0,696$; окно с начальным периодом $m = 3$ — сегмент $\Delta r = 0,13$; для $m = 5$ величина $\Delta r \approx 0,01$, а для $m = 12$ — не более 0,001. Эти периодические окна, как уже было сказано, типичны для перехода Файгенбаума.

Интересен вопрос о том, почему строго детерминированные уравнения приводят к хаосу. Исчерпывающее объяснение дано, например, в книге [11], поэтому ограничимся здесь общим утверждением, что это связано с одновременным действием двух факторов — быстрого разбегания двух начально близких траекторий и “свертывания” их в заданный ограниченный интервал. Подробнее остановимся на вопросе, в какой степени движение является хаотическим, согласно рис. 7 оно не обладает свойствами белого шума. Какова же мера его хаотичности?

Рассмотрим две последовательности итераций (траектории), начинающихся в близких точках x_0 и $x_0 + \varepsilon_0$ (ε_0 мало). Первая итерация и последующие дают $x_1 = F(x_0)$ и $x_1 + \varepsilon_1$, где $\varepsilon_1 \approx F'(x_0) \cdot \varepsilon_0$. Очевидно, траектории будут расходиться, если $\langle \varepsilon_1 / \varepsilon_0 \rangle = \langle |F'(x)| \rangle = R > 1$ (здесь знак $\langle \rangle$ показывает усреднение по всей траектории). Чем быстрее расходятся близкие траектории, тем меньше возможность предсказания их; после расхождения на полный интервал и свертывания траектория “забывает” свое прошлое. Следовательно, естественно определить степень хаотичности как величину, обратную количеству итераций, в течение которых можно их предсказать. Если ε_{int} есть величина порядка интервала изменения x , а N — количество итераций, о которых шла речь, то можно записать соотношение

$$\varepsilon_{\text{int}} \propto R^N \cdot \varepsilon_0 \text{ или } N \approx \ln(\varepsilon_{\text{int}} / \varepsilon_0) / \ln R.$$

Величину $\lambda = \langle \ln |F'(x)| \rangle \approx \ln R$ называют “показателем Ляпунова” и обычно используют для характеристики хаотичности одномерного процесса. Для детерминированного процесса $\lambda \leq 0$, для белого шума $\lambda = \infty$. В исследуемом примере (уравнение (1в)) для $|r| \geq 1,7$ $\infty > \lambda \geq 0$, что указывает на детерминированный хаос. Так, для $r = -1,71$ $\lambda = 0,11$, для $r = -1,85$ $\lambda = 0,35$, для $r = -2,12$ (окно) $\lambda = -0,84$.

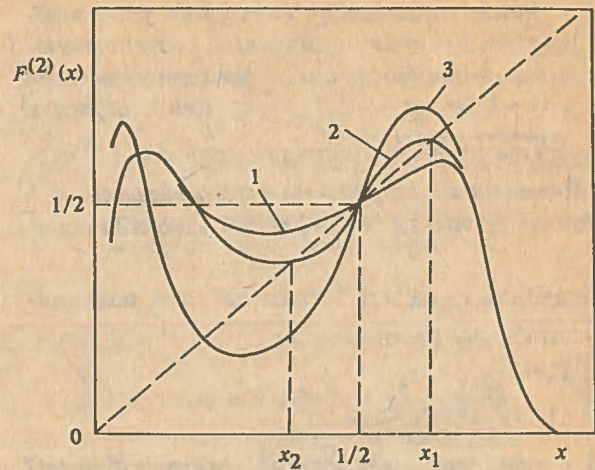


Рис. 5. График преобразования $F(F(x)) = F^2(x)$: 1 — для $r > -1$; 2 — для $-1,5 < r < -1$; 3 — для $r < -1,5$

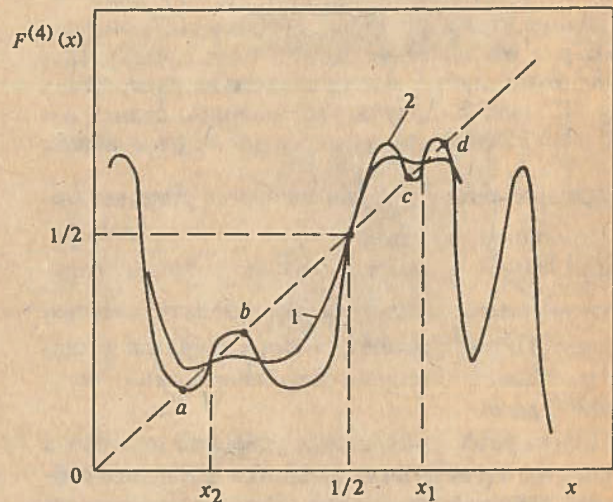


Рис. 6. График преобразования $F^4(x)$; 1 — для $-1,5 < r < -1$; 2 — для $-1,67 < r < -1,5$

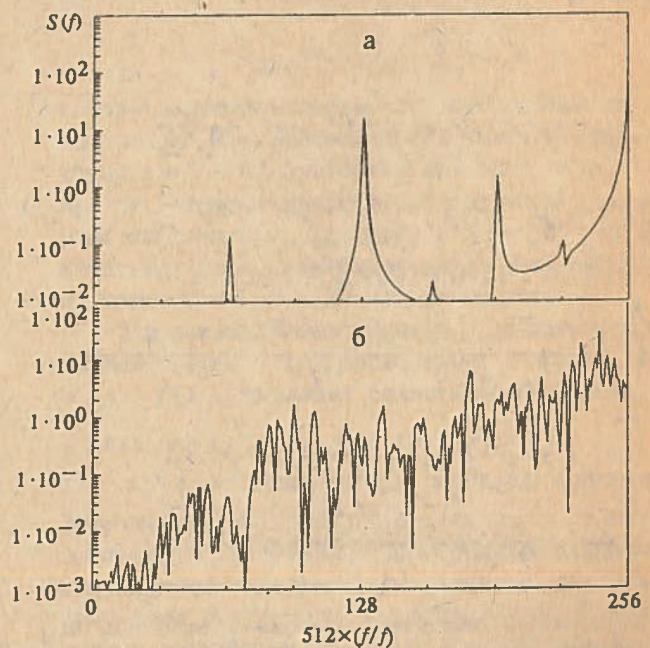


Рис. 7. Фурье-спектры процесса по уравнению (1в) для $r = -1,69$ (а) и для $r = -1,71$ (б) $f_0 = 1/T$

Если динамическая система устойчива, то всегда существует предельный процесс, к которому сходятся все траектории из области сходимости; этот процесс называют аттрактором. Обычно аттрактором является "предельный цикл"; для системы, описываемой рекурсивным соотношением, это периодическая последовательность. На рис. 2, а набор значений Q при каждом заданном $r < -1,7$ — это тоже аттрактор, однако обладающий рядом необычных свойств, таких, как непериодичность, хаотический разброс точек, зависимость от начальных условий, дробная размерность и др. [11—13]. За эти свойства его называют странным аттрактором.

РЕАЛИСТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ДИНАМИКИ ИРПД

Качественно динамика ИРПД в "закрытой" области (т.е. вне области устойчивости линейной модели, устойчивости "в малом") не изменяется при использовании более сложных, реалистических моделей, чем рассмотренная выше. Дело в том, что любая математическая модель, адекватно описывающая реактор, обязана обладать диссипативными свойствами, так как их проявляет реактор (рассеивается тепловая энергия, распадаются источники запаздывающих нейтронов и т.д.). Диссипативности преобразования (в том числе многомерного) и его нелинейности достаточно, чтобы оно показывало свойства перехода к детерминированному хаосу и порождало странные аттракторы [11].

Дадим пример компьютерного моделирования динамики ИРПД рекурсивным соотношением

$$x_{n+1} = G(x_n), \quad (5a)$$

где вектор x имеет девять проекций $\rho_1, \rho_2, \rho_3, s_1, s_2, \dots, s_6$; первые трипарциальные компоненты реактивности обратной связи, остальные групповые интенсивности запаздывающих нейтронов (точнее, относительные отклонения интенсивности от среднего значения). Оператор Q определяется уравнениями:

$$\begin{aligned} \rho_{i,n+1} &= \varphi_i(\rho_{i,n} + k_i Q \cdot q_n), \dots, i = 1, 2, 3; \\ s_{m,n+1} &= \varphi_m(s_{m,n} + r_m \cdot q_n), \dots, m = 1, 2, \dots, 6; \\ q_n &= \left(1 + \sum_m s_{m,n}\right) \cdot \exp \sum_i \rho_{i,n} - 1, \end{aligned} \quad (5b)$$

где $\varphi_m = \exp(-\lambda_m T)$; $\varphi_i = \exp(-\alpha_i T)$;

$$r_m = \frac{\lambda_m \beta_m}{\sum_m \lambda_m \beta_m \cdot \varphi_m / (1 - \varphi_m)}$$

λ_m и β_m — постоянные распада и доли запаздывающих нейтронов, а Q и T — среднее (начальное) значение энергии импульсов мощности и период пульсации реактора.

Эта модель относится к ИРПД с трехкомпонентной обратной связью — импульсная характеристика обратной связи может быть описана суммой трех эк-

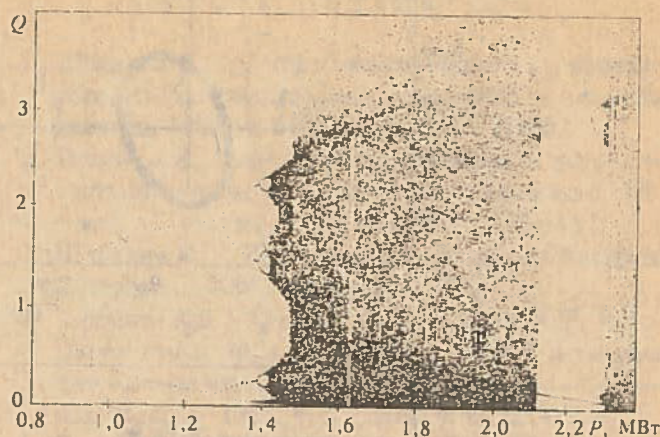


Рис. 8. Значения энергии импульсов в свободных колебаниях реактора с моделью динамики по уравнению (5) в зависимости от средней (начальной) мощности, диаграмма Файгенбаума для уравнения (5)

спонент с амплитудами k_i и постоянными времени α_i . Для ИБР-2 параметры модели таковы:

$$k_1 = -0,65, \quad k_2 = +0,61, \quad k_3 = -1,67 \beta_u / \text{МДж};$$

$$T_1 = 10,2, \quad T_2 = 1,8, \quad T_3 = 0,3 \text{ с.}$$

На рис. 8 дана диаграмма, аналогичная диаграммам рис. 2, для реактора ИБР-2 (естественно, расчетная); в качестве управляющего параметра выбрана начальная (средняя) мощность реактора $P = Q \cdot T$. Каскад бифуркаций начинается в точке $P \approx 8,5$ МВт, там, где реактор становится неустойчивым в линейном приближении модели динамики (это можно получить и аналитически, проверив уравнение (5) на устойчивость, например, критерием Шура—Кона [14]). Хаотическое движение появляется при $\approx 14,2$ МВт. Все значения P , соответствующие бифуркациям, подчиняются тем же правилам, что и параметр r на рис. 2. Отличие диаграмм рис. 2 и 8 — только в числе и расположении периодических окон в стохастической области.

О ДРУГИХ СЦЕНАРИЯХ ПЕРЕХОДА К СТОХАСТИЧЕСКОЙ ДИНАМИКЕ

Очевидно, что импульсный реактор может быть неустойчивым и в привычном смысле, т.е. показывая вне области линейной устойчивости обычные нелиней-

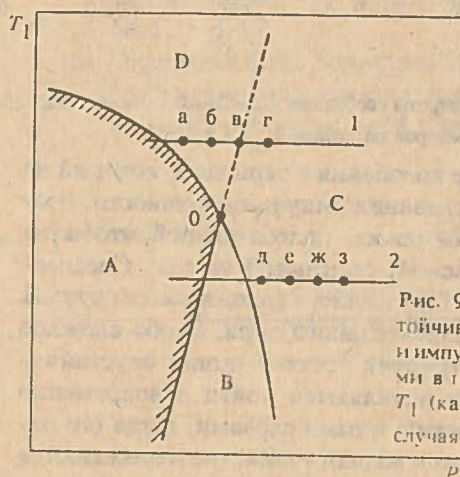


Рис. 9. Границы области устойчивости А с колебательной и импульсной неустойчивостями в плоскости параметров P и T_1 (качественно, для частного случая уравнения (5))

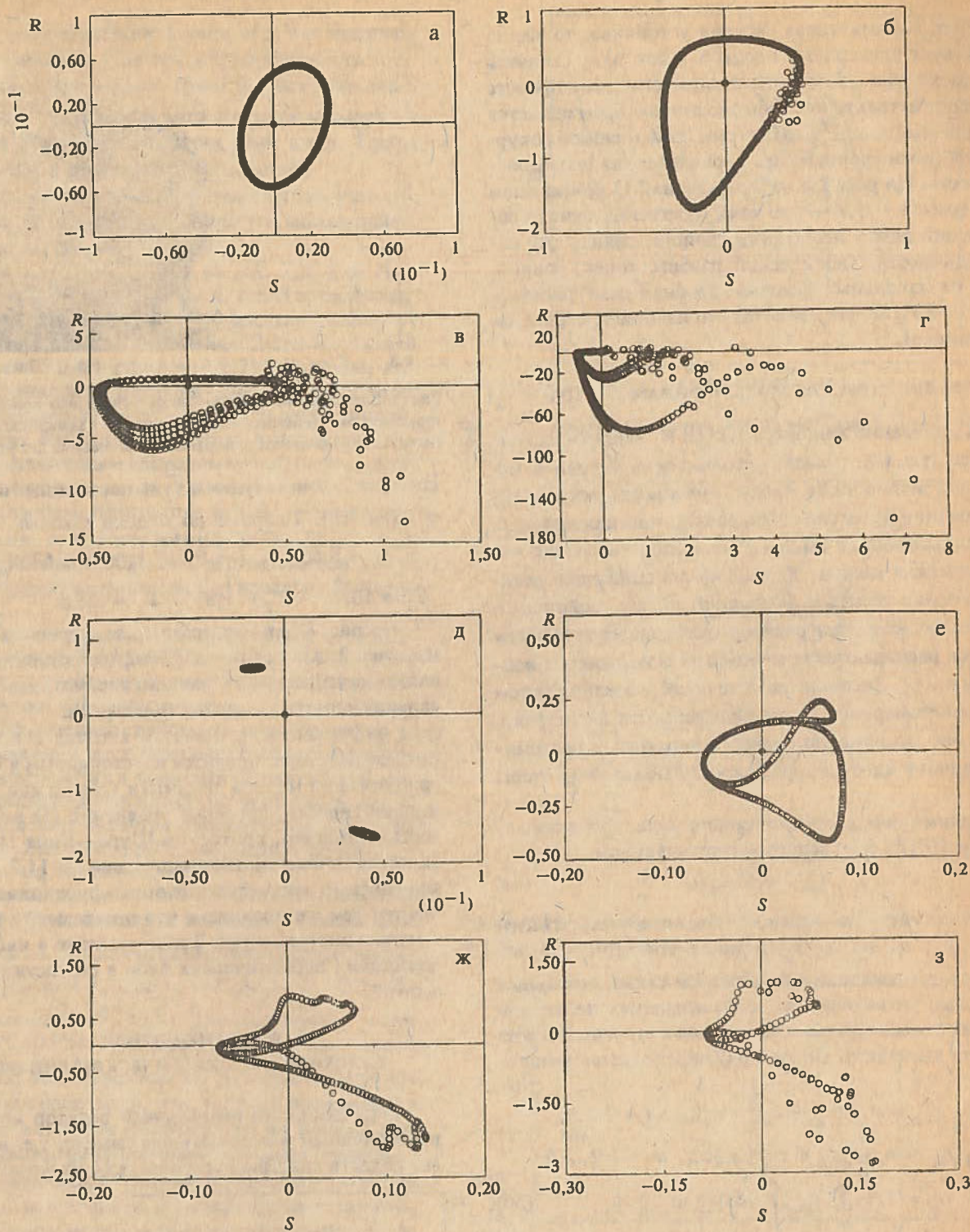


Рис. 10. Фазовые портреты свободных колебаний динамической системы по уравнению (5): а—г — значения параметров линии 1 на рис. 9, д—з — параметров на линии 2

ные периодические колебания с периодом, который не кратен периоду следования импульсов мощности. (Назовем такую неустойчивость колебательной, чтобы отличить от импульсной, описанной выше.) Следовательно, уравнение (5а) может в специальных случаях иметь решения колебательного типа. Особо сложное поведение демонстрирует реактор, когда неустойчивости обоих типов появляются почти одновременно (при одной мощности); иными словами, когда его параметры оказываются вблизи точки, где пересекаются границы областей импульсной и колебательной не-

устойчивостей (точка 0 на рис. 9, где для некоторой трехкомпонентной модели дана качественная картина положения границ устойчивости на плоскости параметров P и T_1 — мощности реактора и постоянной времени одной из компонент обратной связи). В секторе А реактор устойчив; в секторе В он обнаруживает свойства, характеризующие импульсную неустойчивость; в секторе D, ближе к границе устойчивости, имеют место обычные нелинейные колебания. Но в секторе С, а также D, вблизи границы с сектором С, колебания

мощности сложны, им присущи как периодичность, так и хаотичность.

Наиболее наглядно демонстрирует поведение динамической системы ее "фазовый портрет" — траектория движения на фазовой плоскости. В нашем случае в качестве фазовых переменных взяты относительное изменение интенсивности источника запаздывающих нейтронов S и реактивность R . Интересно наблюдать (рис. 10), как эволюционирует характер свободного движения от регулярного до хаотического, когда управляющие параметры (P , T_1) изменяются в определенных направлениях. И в том случае, когда колебательная неустойчивость наступает раньше импульсной (см. рис. 10, а—г) и в обратном варианте (см. рис. 10, д—з) происходит постепенный переход к стохастическому движению, но разными путями, отличными друг от друга и от сценария Файгенбаума. Такой переход к хаосу называют перемежаемостью; он характеризуется хаотическими всплесками на фоне регулярного движения, которые по мере приближения к хаосу становятся больше и (или) появляются чаще [15].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные выводы и практические итоги данного исследования можно кратко сформулировать следующим образом.

1. ИРПД с отрицательным температурным эффектом при достижении некоторой мощности с неизбежностью приходит к стохастическому поведению энергии импульсов мощности, так называемому детерминированному хаосу.

2. Характер перехода к хаосу зависит от временного характера обратной связи, от конкретной модели динамики; наиболее вероятен переход Файгенбаума, при котором хаотическое движение наступает после бесконечной последовательности бифуркаций удвоения периода колебаний.

3. Стохастичность динамики ИРПД есть следствие дискретности, диссипативности и нелинейности уравнений, описывающих ее.

4. Переход ИРПД к хаотическому поведению следует считать "безопасным" согласно, например, критериям авторов работы [16], так как размах колебаний мощности возрастает постепенно с изменением управляющих параметров (средней мощности или реактивности, см. рис. 2, 8, 10).

Практический интерес в продолжении исследований дискретной нелинейной динамики ИРПД может заключаться в поиске таких моделей, которые давали бы "опасный" характер перехода через границу устойчивости (т.е. немонотонное, резкое возрастание мощности), либо в доказательстве невозможности такого перехода. Представляет интерес также динамика перспективного импульсного реактора с движущимся топливом (импульсный "циклокотел").

Список литературы

1. Шабалин Е.П. О колебаниях мощности и пределе устойчивости импульсных реакторов. — Атомная энергия, 1986, т. 61, вып. 6, с. 401—406.
2. Попов А.К. Передаточная функция и устойчивость импульсного реактора периодического действия. — Там же, т. 62, вып. 6, с. 195—197.
3. Шабалин Е.П. Импульсные реакторы на быстрых нейтронах. — М.: Атомиздат, 1976.
4. Ананьев В.Д., Архипов В.А., Бабаев А.И. и др. Энергетический пуск реактора ИБР-2 и первые физические исследования на его пучках. — Атомная энергия, 1984, т. 57, вып. 4, с. 227—234.
5. Бондаренко И.И., Ставиский Ю.Я. Импульсный режим работы быстрого реактора. — Там же, 1959, т. 7, вып. 5, с. 417—420.
6. May R.M. Simple mathematical models with very complicated dynamics. — Nature, 1976, vol. 261, p. 459—467.
7. Grossman S., Thomae S. Invariant distributions and stationary correlation functions of one-dimensional discrete processes. — Zeitschrift für Naturforschung, 1977, Bd 32a, S. 1353—1363.
8. Пейтген Х.О., Рихтер П.Х. Красота фракталей/Пер. с англ. — М.: Мир, 1990.
9. Feigenbaum M.J. Quantitative universality for a class of nonlinear transformations. — J. Stat. Phys., 1978, vol. 19, № 1, p. 25.
10. Metropolis N., Stein M.L., Stein P.R. On finite limit sets for transformations on the unit interval. — J. Combinatorial Theory, 1973, vol. 15, № 1, p. 25.
11. Шустер Х. Детерминированный хаос/Пер. с англ. М.: Мир, 1988.
12. Devaney R.L. Introduction to Chaotic Dynamical Systems. — Benjamin-Cummings, Menlo Park, 1986.
13. Grossman S. Discrete nonlinear dynamics. — In: Nonequilibrium Cooperative Phenomena in Physics and Related Fields, NATO ASI Series, Series B: Physics, 1984, vol. 116. — New York: Plenum Press, p. 413.
14. Иванов В.А., Ющенко А.С. Теория дискретных систем автоматического регулирования. — М.: Наука, 1983.
15. Pomeau Y., Manneville P. Intermittency and the Lorenz Model. — Physics Letters, 1979, vol. 75A, № 1, p. 1—2.
16. Горяченко В.Д., Золотарев С.Л., Колчин В.А. Исследование динамики ядерных реакторов качественными методами. — М.: Энергоатомиздат, 1988.

Статья поступила в редакцию
14 июня 1991 г.

Вопросы атомной науки и техники. Сер.
Физика ядерных реакторов, 1991, вып. 4, с. 3—9.

КИНЕТИКА ДВУХСЕКЦИОННОГО БУСТЕР-РЕАКТОРА С АСИММЕТРИЧНОЙ НЕЙТРОННОЙ СВЯЗЬЮ МЕЖДУ СЕКЦИЯМИ

В.Ф. Колесов, А.А. Малинкин
ВНИИЭФ, Арзамас-16

Приведены результаты расчетного анализа кинетики двухсекционного бустер-реактора с преимущественно односторонней нейтронной связью между секциями, создаваемой с помощью использования в одной из секций порогового делящегося вещества.

КINETICS OF TWO-SECTION BOOSTER-REACTOR WITH ASYMMETRIC NEUTRON CONNECTION BETWEEN SECTIONS. V.F. KOLESOV, A.A. MALINKIN. The results of theoretical analysis have been presented, concerning kinetics of two-section booster reactor, having mainly one-sided neutron connection between sections being created by making use of threshold fissile material in one of these sections.

Получение мощных импульсов n -, γ -излучений малой длительности в лабораторных устройствах с большими объемами до сих пор сопряжено с серьезными трудностями.

Уникальные возможности в отношении укорочения длительности импульса излучений в лабораторных устройствах предоставляют так называемые бустеры — умножители нейтронов внешнего импульсного источника. Однако и в бустерах в ряде случаев возникают сложности на пути укорочения импульса излучений, и прежде всего эти сложности проявляются в устройствах с большими активными зонами (АЗ), требующими для нормальной работы чрезвычайно мощных источников первичных нейтронов [1].

Ввиду указанных затруднений привлекают внимание бустерные системы, составленные из двух подкритическихборок и внешнего импульсного источника нейтронов. В двоекционной бустерной системе имеется возможность предварительного размножения нейтронов источника в первой подкритическойборке, отличающейся небольшими размерами и соответственно малой длительностью импульса делений, и использования усиленного таким способом источника нейтронов во второй подкритическойборке, имеющей значительные размеры и служащей основным облучательным средством. Казалось бы, в двухсекционном бустере можно достичь существенного укорочения длительности импульсов излучений в местах расположения исследуемых образцов.

Но, как следует из расчетов, в действительности это происходит далеко не всегда. Дело в том, что вторая подкритическаяборка в соответствии со специфическими зависимостями в кинетике связанных реакторных систем оказывает неблагоприятное обратное воздействие на характеристики переходных процессов в первой подкритическойборке.

К аналогичному выводу приводят также данные расчетов систем двух связанных импульсных реакторов, имеющих четко выраженные ведущую (запальную) и ведомую секции. Применительно к этим системам показано, что массивная ведомая секция может

иметь небольшую длительность импульса делений лишь в тех случаях, когда достаточно высок интеграл делений за импульс в самой запальной секции [2].

Положение существенно изменилось бы, если бы удалось создать вентильную, т.е. одностороннюю или почти одностороннюю нейтронную связь между компонентами двухсекционного бустера, при которой нейтроны из первой секции свободно проникают во вторую секцию, а из второй в первую не проникают или почти не проникают. В этом случае в двухсекционном бустере действительно удалось бы достичь высоких уровней размножения первичных нейтронов при сохранении малой длительности импульса.

В свою очередь, создание вентильной нейтронной связи между секциями в бустерной реакторной системе — задача достаточно трудная. Известные из публикаций [3, 4] нейтронные вентили не обеспечивают требуемого для реализации рассматриваемых систем глубокого перепада в коэффициентах пропускания нейтронов в противоположных направлениях, значительно затягивают времена жизни нейтронов в секциях и вследствие этого неприменимы к устройствам, ориентированным на генерирование импульсов делений малой длительности.

В данной работе рассмотрена кинетика предложенного в 1979 г. ее авторами варианта двухсекционного бустер-реактора, в котором преимущественно односторонняя, т.е. существенно асимметричная, нейтронная связь между секциями создается в результате использования в одной из секций порогового делящегося вещества.

Приведены результаты расчетного анализа кинетики идеализированных сферически-симметричных вариантов этого бустер-реактора. Прослежена зависимость переходных явлений в бустер-реакторе от параметров запаздывающих нейтронов, от выбора вариантов источника первичных нейтронов и от интенсивности источника. Получены данные о необходимых начальных реактивностях секций и о периодах разгона мощности бустер-реактора в стартовых позициях перед генерированием наиболее представительных импульсов делений.

Показано, что в рассмотренном бустер-реакторе в сравнении с обычным односекционным бустером можно получать в десятки раз более короткие импульсы делений и что весьма высокими, хотя и уступающими бустерному режиму, параметрами отличается эта система также при работе в режиме импульсного реактора.

ОТЛИЧИТЕЛЬНЫЕ ОСОБЕННОСТИ ДВУХСЕКЦИОННОГО БУСТЕР-РЕАКТОРА С АСИММЕТРИЧНОЙ НЕЙТРОННОЙ СВЯЗЬЮ МЕЖДУ СЕКЦИЯМИ

Отличительные особенности предложенного варианта двухсекционного бустер-реактора можно продемонстрировать на примере представленной на рис. 1 реакторной системы с двумя АЗ, разделенными слоем вещества с большим атомным весом, например слоем вольфрама или молибдена. Предполагается при этом, что материалом левой АЗ является пороговое делящееся вещество типа ^{237}Np , ^{240}Pu , ^{234}U и т.п., а правой АЗ — обычное (непороговое) делящееся вещество.

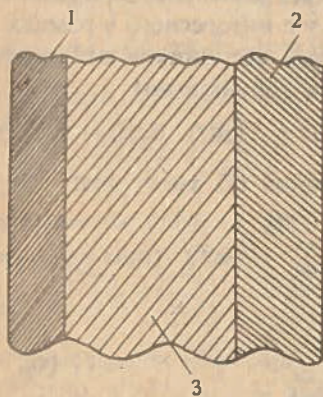


Рис. 1. Реакторная система с двумя плоскими АЗ: из порогового (1) и из обычного (непорогового) делящегося вещества (2); 3 — промежуточный слой из вещества с большим атомным весом

Выбор указанных пороговых делящихся веществ обусловлен тем, что из этих материалов, осваиваемых техникой, могут быть созданы критические конфигурации с относительно небольшими размерами и массой [5—8]. Использование в качестве среды, разделяющей АЗ, материала с большим атомным весом, например вольфрама или молибдена, определяется большой замедляющей способностью этого материала в области высоких энергий нейтронов [9], незначительной замедляющей способностью в области низких энергий и относительно малым сечением захвата нейтронов.

Нетрудно показать, что в представленной на рис. 1 композиции в отличие от других известных вентильных реакторных систем можно достичь глубоких перепадов в коэффициентах нейтронной связи между двумя АЗ и при этом исключить фазу замедления нейтронов, перемещающихся из одной АЗ в другую, до промежуточных и тепловых энергий.

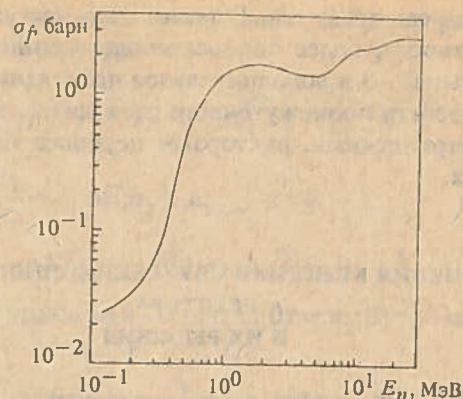


Рис. 2. Зависимость сечения деления ^{237}Np от энергии нейтронов [10]

Действительно, слой материала с большим атомным весом даже при значительной толщине весьма хорошо пропускает нейтроны, по существу, не выводит их из разряда быстрых и, следовательно, не увеличивает существенно времена жизни нейтронов в секциях. Вместе с тем этот слой в результате неупругого рассеяния эффективно сбрасывает энергию нейтронов ниже порога деления в названных пороговых делящихся веществах (0,4 — 0,7 МэВ, рис. 2).

После прохождения слоя инертного материала подавляющая часть нейтронов уже не способна вызывать деление в АЗ из порогового делящегося вещества и вследствие этого выпадает из процесса ядерной цепной реакции в этой секции. Однако эффективность нейтронов, прошедших слой в противоположном направлении и также потерявших значительную часть энергии, по отношению к цепной реакции во второй АЗ, выполненной из непорогового делящегося вещества, не понижается.

Таким образом, сброс в слое инертного вещества энергии нейтронов в область ниже порога деления не приводит к заметным последствиям в АЗ из обычного делящегося вещества, а по отношению к АЗ из порогового вещества равнозначен гибели этих нейтронов.

При толщине промежуточного слоя ~ 20 см за счет изменения энергетического спектра достигается примерно стократное уменьшение числа нейтронов, способных делить названные выше пороговые делящиеся вещества (этот вывод получен на основе данных работы [11]).

Следовательно, в рассматриваемой системе в зависимости от толщины промежуточного слоя действительно можно достигать больших различий в коэффициентах нейтронной связи между двумя АЗ и тем самым осуществлять двухсекционные бустер-реакторы с преимущественно односторонней связью между секциями. Важно при этом, что обсуждаемое устройство, несмотря на наличие в нем слоя инертного вещества, остается системой на быстрых нейтронах.

В применении к рассмотренной во введении задаче плоская геометрия не является оптимальной. Во многих отношениях более выгодны компактные конфигурации с внутренним расположением АЗ из порогового

делящегося вещества. В таких системах достигается, в частности, более полное использование нейтронов запальной АЗ и дополнительное проявление вентиляльных свойств промежуточного слоя, связанных с чисто геометрическими факторами переноса нейтронов в средах.

УРАВНЕНИЯ КИНЕТИКИ ДВУХСЕКЦИОННОГО БУСТЕР-РЕАКТОРА И ИХ РЕШЕНИЯ

В целях расчета рассматриваемых устройств использовались уравнения кинетики связанных импульсных реакторов [2, 12]. Если в этих уравнениях пренебречь обратной связью по реактивности, а также учесть существенное в данном случае отличие в значениях ν в разных секциях и отсутствие вследствие экранирования внутренней АЗ перекрестных групп отраженных нейтронов [2], то их можно записать в виде:

$$\begin{aligned} \nu_1 \tau_1 \frac{dn_1}{dt} &= \nu_1 [k_1(1 - \beta^{(1)}) - 1] n_1 + \\ &+ \nu_2 k_{12}(1 - \beta^{(2)}) n_2 [t - (\tau_{12} - \tau_1)] + k_1 \sum_{i=1}^{l_1} \lambda_i C_i^{(1)} + \\ &+ k_{12} \sum_{i=1}^{l_2} \lambda_i C_i^{(2)} [t - (\tau_{12} - \tau_1)] + S_1(t); \\ \nu_2 \tau_2 \frac{dn_2}{dt} &= \nu_2 [k_2(1 - \beta^{(2)}) - 1] n_2 + \\ &+ \nu_1 k_{21}(1 - \beta^{(1)}) n_1 [t - (\tau_{21} - \tau_2)] + k_2 \sum_{i=1}^{l_2} \lambda_i C_i^{(2)} + \\ &+ k_{21} \sum_{i=1}^{l_1} \lambda_i C_i^{(1)} [t - (\tau_{21} - \tau_2)] + S_2(t); \quad (1) \\ \frac{dC_i^{(1)}}{dt} &= \nu_1 \beta_i^{(1)} n_1 - \lambda_i C_i^{(1)}; \\ \frac{dC_i^{(2)}}{dt} &= \nu_2 \beta_i^{(2)} n_2 - \lambda_i C_i^{(2)}; \\ i &= 1, 2, \dots, l_j; j = 1, 2, \end{aligned}$$

где $n_j, C_i^{(j)}$ — интенсивности делений и числа источников запаздывающих нейтронов группы i в j -й секции системы связанных реакторов в момент времени t ; k_j, τ_j — коэффициент размножения (с учетом запаздывающих нейтронов) и среднее время жизни мгновенных нейтронов в j -й секции при отсутствии другой секции; k_{jk} — коэффициент размножения нейтронов (с учетом запаздывающих нейтронов) в j -й секции, относящийся к нейтронам k -й секции (коэффициенты нейтронной связи двух секций); τ_{jk} — среднее время жизни мгновенного нейтрона, родившегося в секции k и вызвавшего деление в секции j ; $\lambda_i, \beta_i^{(j)}$ и

$\beta^{(j)} = \sum_{i=1}^{l_j} \beta_i^{(j)}$ — параметры запаздывающих нейтронов (натуральных и отраженных от стен реакторного помещения); l_j — число групп запаздывающих нейтронов в секции j ; ν_j — число нейтронов, возникающих в одном акте деления в секции j ; S_j — внешний источник нейтронов в секции j (нейтр/с); сдвиг аргумента $(\tau_{jk} - \tau_j)$ — время от рождения нейтрона в секции k до прилета этого нейтрона в секцию j (имеются в виду нейтроны, вызывающие деления в секции j).

В уравнениях (1) имеются члены, содержащие искомые величины $n_j, C_i^{(j)}$ с запаздывающим аргументом. Обычно от этой особенности в уравнениях избавляются путем разложения членов с запаздывающим аргументом в ряд Тейлора.

Однако в принятом приближении постоянных, т.е. не зависящих от времени, k_1, k_2 (при расчетах бустеров это предположение не является ограничительным) уравнения (1) могут быть решены в полном объеме без введения указанного упрощения. Решение можно найти, например, с помощью преобразования Лапласа.

Для наиболее интересного в рамках статьи варианта импульсных источников нейтронов, в пределе представляемых δ -функциями

$$S_1(t) = S_1^0 \delta(t); S_2(t) = S_2^0 \delta(t), \quad (2)$$

решение уравнений (1) имеет вид:

$$\begin{aligned} n_1(t) &= \sum_{j=1}^{2+l_1+l_2} A_j^{(1)} e^{p_j t} \quad (\text{при } t > (\tau_{12} - \tau_1)); \\ n_2(t) &= \sum_{j=1}^{2+l_1+l_2} A_j^{(2)} e^{p_j t} \quad (\text{при } t > (\tau_{21} - \tau_2)), \end{aligned} \quad (3)$$

где

$$A_j^{(1)} = \frac{[1 + \tau_2 p_j - k_2 L^{(2)}(p_j)] S_1^0 + k_{12} e^{-p_j(\tau_{12} - \tau_1)} L^{(2)}(p_j) S_2^0}{\nu_1 B(p_j)}$$

$$A_j^{(2)} = \frac{k_{21} L^{(1)}(p_j) S_1^0 e^{-p_j(\tau_{21} - \tau_2)} + [1 + \tau_1 p_j - k_1 L^{(1)}(p_j)] S_2^0}{\nu_2 B(p_j)}$$

$$B(p_j) = (1 + \tau_2 p_j - k_2 L^{(2)})(\tau_1 + k_1 \xi^{(1)}) + (1 + \tau_1 p_j - k_1 L^{(1)}) \times$$

$$\begin{aligned} &\times (\tau_2 + k_2 \xi^{(2)}) + k_{12} k_{21} L^{(1)} L^{(2)} (\tau_{12} + \tau_{21} - \tau_1 - \tau_2 + \\ &+ \frac{\xi^{(1)}}{L^{(1)}} + \frac{\xi^{(2)}}{L^{(2)}}) e^{-p_j(\tau_{12} + \tau_{21} - \tau_1 - \tau_2)}; \end{aligned}$$

$$L^{(1)}(p_j) = 1 - \sum_{i=1}^{l_1} \frac{\beta_i^{(1)} p_j}{p_j + \lambda_i}; L^{(2)}(p_j) = 1 - \sum_{i=1}^{l_2} \frac{\beta_i^{(2)} p_j}{p_j + \lambda_i};$$

$$\xi^{(1)}(p_j) = \sum_{i=1}^{l_1} \frac{\lambda_i \beta_i^{(1)}}{(p_j + \lambda_i)^2}; \xi^{(2)}(p_j) = \sum_{i=1}^{l_2} \frac{\lambda_i \beta_i^{(2)}}{(p_j + \lambda_i)^2};$$

p_j — корни уравнения

$$\left(\frac{1+\tau_1 p}{L^{(1)}(p)} - k_1\right) \left(1 + \frac{\tau_2 p}{L^{(2)}(p)} - k_2\right) - k_{12} k_{21} e^{-p(\tau_{12} + \tau_{21} - \tau_1 - \tau_2)} = 0. \quad (4)$$

Корни уравнения (4) определяются численно.

Следует отметить, что применительно к системам из двух связанных подкритических сборок на быстрых нейтронах в отсутствие запаздывающих нейтронов авторами было доказано: все физически значимые корни уравнения (4) — действительные. Очень просто, например, это доказывается в случае пренебрежения запаздыванием в поступлении нейтронов из одной секции системы в другую.

Уравнение (4) в этом приближении записывается как

$$(\Delta k_2 + \tau_1 p)(\Delta k_2 + \tau_2 p) - k_{12} k_{21} = 0 \quad (5)$$

(тильда над k_p , Δk_j означает, что соответствующая величина относится лишь к мгновенным нейтронам).

При введении замены $p = x + iy$, где x , y — действительные числа, уравнение (5) распадается на два связанных уравнения для x и y :

$$\begin{aligned} \tau_1 \tau_2 (x^2 - y^2) + (\tau_1 \Delta k_2 + \tau_2 \Delta k_1) x + \Delta k_1 \Delta k_2 - k_{12} k_{21} &= 0; \\ 2\tau_1 \tau_2 x y + (\tau_1 \Delta k_1 + \tau_2 \Delta k_2) y &= 0. \end{aligned} \quad (6)$$

Если предположить, что $y \neq 0$, то

$$x = -\frac{1}{2} \left(\frac{\Delta k_1}{\tau_1} + \frac{\Delta k_2}{\tau_2} \right).$$

Из первого уравнения (6) следует, что

$$y^2 = -\frac{1}{4} \left(\frac{\Delta k_1}{\tau_1} - \frac{\Delta k_2}{\tau_2} \right)^2 - \frac{k_{12} k_{21}}{\tau_1 \tau_2}$$

есть заведомо отрицательная величина, а y — мнимое число. Следовательно, $y \equiv 0$, а p — действительное число.

С использованием более сложных средств это утверждение доказано и без пренебрежения запаздыванием в поступлении нейтронов из одной секции системы в другую. Аналогичного доказательства в общем случае уравнений (1) получить не удалось. Однако существенно, что во всех вариантах численного решения уравнения (4), относящихся к рассматриваемому двухсекционному бустер-реактору и проведенных с учетом запаздывающих нейтронов (натуральных и отраженных от стен реакторного помещения) и реалистичных времен запаздывания в поступлении нейтронов из одной секции в другую, все физически значимые корни уравнения (4) получены действительными. Сказанное дает основание предполагать, что во всех ситуациях, связанных с двухсекционными бустер-реакторами на быстрых нейтронах, комплексные корни уравнения (4) какого-либо значения не имеют.

В более приближенных расчетах двухсекционных бустер-реакторов, как и вообще в расчетах двухсекционных импульсных реакторов, можно пренебречь запаздывающими нейтронами и сдвигом во времени поступления нейтронов из одной секции в другую. В

этом случае кинетика двухсекционного бустер-реактора представляется уравнениями:

$$\begin{aligned} \tau_1 \frac{dn_1}{dt} &= -\Delta k_1 n_1 + k_{12} \frac{v_2}{v_1} n_2 + \frac{1}{v_1} S_1; \\ \tau_2 \frac{dn_2}{dt} &= -\Delta k_2 n_2 + k_{21} \frac{v_1}{v_2} n_1 + \frac{1}{v_2} S_2; \\ (\Delta k_j &= 1 - k_j; j = 1, 2). \end{aligned} \quad (7)$$

Решение уравнений (7) при $n_2(0) = \dot{n}_2(0) = 0$ имеет вид:

$$\begin{aligned} n_1(t) &= \frac{2\Delta k_2 - a\tau_2}{v_1 b k_{21}} \int_0^t D(x) e^{\frac{1}{2}a(x-t)} \operatorname{sh} \left[\frac{b}{2}(t-x) \right] dx + \\ &+ \frac{\tau_2}{v_1 k_{21}} \int_0^t D(x) e^{\frac{1}{2}a(x-t)} \operatorname{ch} \left[\frac{b}{2}(t-x) \right] dx - \frac{1}{v_1 k_{21}} S_2(t); \\ n_2(t) &= \frac{2}{v_2 b} \int_0^t D(x) e^{\frac{1}{2}a(x-t)} \operatorname{sh} \left[\frac{b}{2}(t-x) \right] dx, \end{aligned} \quad (8)$$

где введены обозначения:

$$\begin{aligned} D(x) &= \frac{1}{\tau_1 \tau_2} \left(k_{21} S_1 + \Delta k_1 S_2 + \tau_1 \frac{dS_2}{dt} \right); \\ a &= \frac{\tau_1 \Delta k_2 + \tau_2 \Delta k_1}{\tau_1 \tau_2}; \end{aligned}$$

$$b = \frac{1}{\tau_1 \tau_2} \sqrt{(\tau_1 \Delta k_2 - \tau_2 \Delta k_1)^2 + 4\tau_1 \tau_2 k_{12} k_{21}}.$$

Далее будет показано, что наиболее эффективно действует источник нейтронов, сосредоточенный во внутренней секции. С учетом этого обстоятельства, а также фактора быстрогодействия ускорителя электронов источники нейтронов S_1 , S_2 и решение (8) могут быть записаны в виде:

$$\begin{aligned} S_1(t) &= S_0 \delta(t); S_2(t) \equiv 0; \\ n_1(t) &= \frac{S_0}{2v_1 \tau_1} \left[\left(1 + \frac{2\Delta k_2 - a\tau_2}{b\tau_2} \right) \exp \left(\frac{-a+b}{2} t \right) + \right. \\ &+ \left. \left(1 - \frac{2\Delta k_2 - a\tau_2}{b\tau_2} \right) \exp \left(\frac{-a-b}{2} t \right) \right]; \\ n_2(t) &= \frac{k_{21} S_0}{v_2 b \tau_1 \tau_2} \left[\exp \left(\frac{-a+b}{2} t \right) - \exp \left(\frac{-a-b}{2} t \right) \right]. \end{aligned} \quad (9)$$

Полные числа делений за импульс в секциях определяются при этом выражениями

$$\begin{aligned} J_1 &= \frac{\Delta k_2 S_0}{v_1 (\Delta k_1 \Delta k_2 - k_{12} k_{21})}; \\ J_2 &= \frac{k_{21} S_0}{v_2 (\Delta k_1 \Delta k_2 - k_{12} k_{21})} \end{aligned} \quad (11)$$

(соотношения (11) могут быть переписаны в виде формул

$$\Delta k_1 = \frac{S_0}{v_1 J_1} + k_{12} \frac{v_2 J_2}{v_1 J_1}; \Delta k_2 = k_{21} \frac{v_1 J_1}{v_2 J_2},$$

дающих значения подкритичностей А31, А32 при генерировании импульса делений с заданными J_1, J_2 .

Наиболее важная характеристика рассматриваемых устройств — ширина импульса делений на половине высоты в А32 — определяется как $T_2 = |t_1 - t_2|$, где t_1, t_2 — корни уравнения $2A(x) = A^0$;

$$A(x) = \exp\left(\frac{-a+b}{2}x\right) - \exp\left(\frac{-a-b}{2}x\right);$$

A^0 — максимальное значение $A(x)$.

Рациональнее, однако, рассчитывать T_2 по более простой формуле

$$T_2 \approx \frac{J_2}{1,1346n_0^2} = \frac{1,7627}{a-b} \left(\frac{a+b}{a-b}\right)^{\frac{a-b}{2b}} \quad (12)$$

(n_0^2 амплитуда $n_2(t)$) или по третьей, более наглядной, хотя и менее точной, получаемой на основе использования фактора малости $(a-b)$ в сравнении с a ,

$$T_2 \approx \frac{1,7627}{a-b} \approx 0,88 \left[\tau_1 \frac{\nu_1 J_1}{S_0} + \tau_2 k_{21} \frac{(\nu_2 J_2)^2}{S_0 \nu_1 J_1} + \frac{\tau_2 \nu_2 J_2}{k_{21} \nu_1 J_1} \right].$$

В варианте двухсекционного бустер-реактора с полностью односторонней связью между секциями ($k_{12} = 0$) решение (9) — (12) принимает вид:

$$n_1(t) = \frac{S_0}{\nu_1 \tau_1} \exp\left(-\frac{\Delta k_1}{\tau_1} t\right);$$

$$n_2(t) = \frac{k_{21} S_0}{\nu_2 (\tau_1 \Delta k_2 - \tau_2 \Delta k_1)} \left[\exp\left(-\frac{\Delta k_1}{\tau_1} t\right) - \exp\left(-\frac{\Delta k_2}{\tau_2} t\right) \right];$$

$$J_1 = \frac{S_0}{\nu_1 \Delta k_1}; J_2 = \frac{k_{21} S_0}{\nu_2 \Delta k_1 \Delta k_2};$$

$$\left(\Delta k_1 = \frac{S_0}{\nu_1 J_1}; \Delta k_2 = \frac{k_{21} \nu_1 J_1}{\nu_2 J_2} \right);$$

$$T_2 = \frac{0,88135 \tau_2 \nu_2 J_2}{k_{21} \nu_1 J_1} \mu^{\left(\frac{1}{\mu-1}\right)}; \mu = \frac{\tau_2}{k_{21} \tau_1} \frac{S_0 \nu_2 J_2}{(\nu_1 J_1)^2}.$$

В целях сравнения необходимо записать аналогичное решение для односекционного бустера с источником первичных нейтронов $S(t) = S_0 \delta(t)$. В этом случае уравнение кинетики бустера и его решение имеют вид:

$$\frac{dn}{dt} + \frac{\Delta k}{\tau} n = \frac{1}{\nu \tau} S_0 \delta(t);$$

$$n(t) = \frac{S_0}{\nu \tau} \exp\left(-\frac{\Delta k}{\tau} t\right); \quad (13)$$

$$J = \frac{S_0}{\nu \Delta k} \left(\Delta k = \frac{S_0}{\nu J} \right);$$

$$T \approx \frac{J}{1,1346n(0)} = \frac{\nu \tau J}{1,1346 S_0}.$$

На основании (12), (13) выведена следующая формула для ξ — отношения ширины импульсов делений на половине высоты в одной и той же подкритической

сборке, действующей соответственно в качестве второй компоненты двухсекционного бустер-реактора или в качестве односекционного бустера при одинаковых источниках нейтронов и энерговыделениях за импульс:

$$\xi = \frac{T_2}{T} = \frac{2S_0}{\nu \tau_2 J_2 (a-b)} \left(\frac{a+b}{a-b}\right)^{\frac{a-b}{2b}};$$

$$a = \frac{k_{12} \nu_2 J_2}{\tau_1 \nu_1 J_1} + \frac{k_{21} \nu_1 J_1}{\tau_2 \nu_2 J_2} + \frac{S_0}{\tau_1 \nu_1 J_1};$$

$$b = \frac{1}{\tau_1 \tau_2} \sqrt{\left[\tau_1 k_{21} \frac{\nu_1 J_1}{\nu_2 J_2} - \tau_2 \left(\frac{S_0}{\nu_1 J_1} + k_{12} \frac{\nu_2 J_2}{\nu_1 J_1} \right) \right]^2 + 4 \tau_1 \tau_2 k_{12} k_{21}}$$

или

$$\xi = \frac{p_2}{1-p_1} \left(\frac{1+p_1}{1-p_1} \right)^{\frac{1-p_1}{2p_1}}; \quad (14)$$

$$p_1 = \sqrt{1 - \frac{\eta_0 \eta_2 k_{21}}{S_0} p_2^2};$$

$$p_2 = \frac{2S_0}{\eta_0 \eta_2} \left(\frac{k_{12} \eta_2}{\eta_1} + \frac{k_{21} \eta_1}{\eta_0 \eta_2} + \frac{S_0}{\eta_1} \right)^{-1};$$

$$\eta_0 = \frac{\tau_2}{\tau_1}; \eta_1 = \nu_1 J_1; \eta_2 = \nu_2 J_2.$$

Из (14) видно, что ξ в общем случае является функцией шести независимых параметров: $\eta_0, \eta_1, \eta_2, S_0, k_{12}, k_{21}$.

Приведенные уравнения и их решения относятся к работе бустер-реактора в режиме собственно бустера, т.е. множителя нейтронов от внешнего источника. К бустер-реактору, работающему в режиме импульсного реактора, эти уравнения неприменимы. В последнем случае параметры импульсов делений определялись с помощью численного решения уравнений кинетики связанных реакторов, записанных в форме [2, 12].

ПАРАМЕТРЫ ПЕРЕХОДНЫХ ПРОЦЕССОВ В ИДЕАЛИЗИРОВАННЫХ СФЕРИЧЕСКИ-СИММЕТРИЧНЫХ ВАРИАНТАХ ДУХСЕКЦИОННОГО БУСТЕР-РЕАКТОРА

Общие замечания. При выборе материала внутренней АЗ должно быть соблюдено требование отсутствия в нем заметных примесей непороговых делящихся нуклидов. В этом отношении в качестве наиболее приемлемого материала внутренней АЗ следует рассматривать ^{237}Np , который можно причислить к доступным, уже нашедшим техническим применениям материалам. Основные ядерные свойства ^{237}Np известны из публикаций [7, 8, 10], теплофизические и механические свойства металлического ^{237}Np — из [5, 13—15].

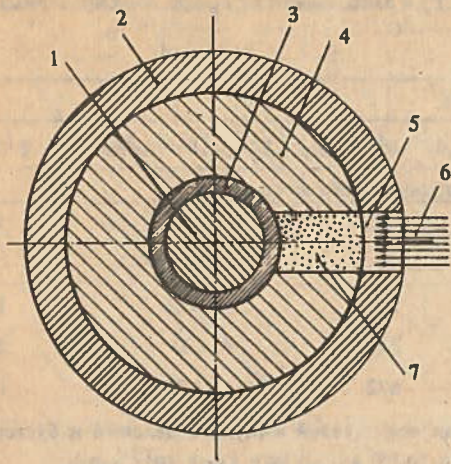


Рис. 3. Геометрия идеализированного сферически-симметричного варианта двухсекционного бустер-реактора: 1 — АЗ1, выполненная из металлического ^{237}Np ; 2 — АЗ2, выполненная из сплава урана, обогащенного по ^{235}U , с 9% молибдена по массе; 3 — титановый корпус; 4 — слой из вольфрама; 5 — цилиндрический канал; 6 — пучок тормозного излучения от ускорителя; 7 — замедлитель нейтронов типа ^6LiH

Расчеты выполнены для двух идеализированных сферически-симметричных вариантов бустер-реактора (показанного на рис. 3).

АЗ из металлического нептуния (АЗ1) помещена в центре устройства, АЗ из сплава урана (АЗ2, обогащение по ^{235}U в первом варианте бустер-реактора 36%, во втором 90%) с 9% молибдена по массе — на его периферии. Внутренняя АЗ заключена в герметичный титановый корпус и окружена толстым слоем металлического вольфрама. Справа имеется цилиндрический канал, достигающий титанового корпуса, служащий для подвода тормозного излучения от ускорителя к внутренней АЗ. Часть канала, приходящаяся на область, занятую вольфрамом, в целях предотвращения прямого попадания надпороговых нейтронов из внешней АЗ во внутреннюю заложена легким замедлителем типа ^6LiH .

Тормозное излучение, проникая во внутреннюю АЗ, порождает в ней первичные нейтроны за время $\leq 0,1$ мкс. В условиях преимущественно односторонней связи между двумя АЗ эти нейтроны размножаются сначала во внутренней АЗ, а затем почти независимо — во внешней.

Во всех расчетах было принято, что толщина вольфрамового слоя равна 18 см. Коэффициенты нейтронной связи между секциями k_{12} , k_{21} рассчитывались с помощью оперативной методики, представленной в [2]. Предполагалось, что из-за эффекта, связанного с пороговым ходом сечения деления ^{237}Np , коэффициент k_{12} уменьшается в 100 раз.

Допустимое повышение (скачок) температуры в АЗ1 и АЗ2 за импульс делений ограничивалось соответственно уровнями 580 и 680°C в области максимального разогрева. Предполагалось, что механические

нагрузки, связанные с динамическим тепловым ударом, воспринимаются в АЗ1 титановым корпусом, а в АЗ2 — самим делящимся материалом и что нептуний легирован добавками, стабилизирующими одну из фаз.

Приведенные в данном разделе параметры импульсов делений в двухсекционном бустер-реакторе получены:

— при работе в бустерном режиме с помощью приближенного решения (9) — (14);

— при работе в режиме импульсного реактора с помощью численного решения уравнений кинетики связанных реакторов, записанных в форме [2, 12].

Бустер-реактор с внешней АЗ из сплава урана 36%-ного обогащения по ^{235}U с 9% молибдена по массе (вариант 1): бустерный режим. Этот вариант бустер-реактора имеет следующие параметры: радиус АЗ1 8,27 см; внутренний и внешний радиусы вольфрамового слоя 8,27 и 26,27 см (в этот слой включен и титановый корпус АЗ1); внутренний и внешний радиусы АЗ2 26,27 и 33,86 см; масса ^{237}Np в АЗ1 ~ 45 кг; масса урана в АЗ2 1360 кг; $\tau_1 = 3,79 \cdot 10^{-9}$, $\tau_2 = 3,5 \cdot 10^{-8}$ с; $k_{12} = 2,029 \cdot 10^{-4}$ и $k_{21} = 0,390$; скачок температуры, энергосодержание и полное число делений в АЗ1 в максимальном импульсе 580°C, 3,50 МДж и $1,2 \cdot 10^{17}$ дел.; эти же параметры в АЗ2 680°C, 115,4 МДж и $3,92 \cdot 10^{18}$ дел.; флюенс нейтронов около внешней границы бустер-реактора в максимальном импульсе $0,95 \cdot 10^{15}$ нейтр./см².

Полученные значения T_2 — ширины импульса делений на половине высоты во внешней секции приведены в табл. 1. В табл. 2 даны значения Δk_1 , Δk_2 (подкритичностей АЗ1 и АЗ2 с учетом лишь мгновенных нейтронов) в момент генерирования импульса делений при нескольких наиболее типичных показателях импульса и источника нейтронов. На рис. 4 представлена рассчитанная с помощью (14) зависимость $\xi = T_2/T$ от изменений поочередно каждого из шести независимых параметров $\eta_0 = \tau_2/\tau_1$; $\eta_1 = \nu_1 J_1$; $\eta_2 = \nu_2 J_2$; S_0 ; k_{12} ; k_{21} при штатных значениях пяти остальных параметров. (Например, кривая 1 на рис. 4 представляет зависимость ξ от η_0 при фиксированных штатных значениях η_1 , η_2 , S_0 , k_{12} , k_{21} ; кривая 2 — зависимость ξ от η_1 при фиксированных штатных значениях η_0 , η_2 , S_0 , k_{12} , k_{21} и т.д.)

Согласно рис. 4 параметр ξ уменьшается с ростом η_0 , k_{21} и с понижением k_{12} , S_0 , достигает минимума при увеличении η_1 и уменьшении η_2 .

Но ресурс дальнейшего понижения ξ в сравнении со штатным значением $\xi = 0,02904$ ограничен: путем изменения какого-либо из показателей η_0 , η_1 , η_2 , S_0 , k_{12} , k_{21} можно достичь в лучшем случае лишь полутора-двукратного уменьшения ξ . Значительнее ресурс этих вариаций в отношении вредного увеличения ξ .

Т а б л и ц а 1. Вариант I двухсекционного бустер-реактора; бустерный режим. T_2 в зависимости от J_1 при фиксированных значениях других показателей импульса делений и бустер-реактора

Число делений за импульс в АЗ1, J_1	T_2 , мкс					
	Штатные показатели * (кроме J_1)	$J_2=1,96 \cdot 10^{18}$ дел.	$J_2=3,92 \cdot 10^{17}$ дел.	$S_0=1 \cdot 10^{14}$ нейтр.	$S_0=5 \cdot 10^{14}$ нейтр.	$S_0=2 \cdot 10^{15}$ нейтр.
	Остальные показатели штатные					
$1,2 \cdot 10^{17}$	9,8	4,4	1,70	68	16,4	6,4
$1,0 \cdot 10^{17}$	11,1	4,7	1,59	77	18,6	7,3
$5 \cdot 10^{16}$	20,0	7,3	1,54	140	33,4	13,2
$2 \cdot 10^{16}$	48,0	16,3	2,34	338	80	31,8
$1 \cdot 10^{16}$	95,3	31,8	4,0	672	159	63,2

*Здесь и далее в таблицах в качестве штатных приняты следующие значения показателей импульса делений и бустер-реактора: $J_1=1,2 \cdot 10^{17}$ дел.; $J_2=3,92 \cdot 10^{18}$ дел.; $\tau_1=3,79 \cdot 10^{-9}$ с; $\tau_2=3,5 \cdot 10^{-8}$ с; $k_{12}=2,029 \cdot 10^{-4}$; $k_{21}=0,390$; $S_0=1 \cdot 10^{15}$ нейтр.

Т а б л и ц а 2. Значения $\Delta \xi_1$, $\Delta \xi_2$ при нескольких наиболее типичных показателях импульсов делений и источника нейтронов

Показатели импульса делений и источника нейтронов	$\Delta \xi_1 \cdot 10^2$	$\Delta \xi_2 \cdot 10^2$
Штатные показатели	0,882	1,33
$J_2=1,96 \cdot 10^{18}$ дел.	0,585	2,66
$J_2=3,92 \cdot 10^{17}$ дел.	0,347	13,3
$S_0=1 \cdot 10^{14}$ нейтр.	0,623	1,33
$S_0=5 \cdot 10^{14}$ нейтр.	0,738	1,33
$S_0=2 \cdot 10^{15}$ нейтр.	1,169	1,33

Так, параметр ξ становится равным единице, т.е. полностью утрачивается преимущество рассматриваемого двухсекционного бустер-реактора в сравнении с односекционным бустером, если S_0 увеличивается до $1,31 \cdot 10^{17}$ нейтр. или η_0 уменьшается до 0,036. Тот же результат наблюдается при понижении k_{21} до 0,0089, при повышении k_{12} до $1,32 \cdot 10^{-2}$, при понижении η_1 до $7,8 \cdot 10^{15}$ нейтр. или при увеличении до $0,94 \cdot 10^{20}$ нейтр., при понижении η_2 до $3,9 \cdot 10^{16}$ нейтр. или при увеличении до $6,6 \cdot 10^{20}$ нейтр.

Если вести речь о влиянии на ξ изменений только основополагающего для рассматриваемых устройств показателя k_{12} или, иными словами, о влиянии на ξ возможных отклонений спектрального эффекта, связанного с пороговым ходом сечения деления ^{237}Np , от ожидаемого уровня, то из данных рис. 4 следует, прежде всего, что уменьшение k_{12} до нуля привело бы к двукратному понижению штатного значения ξ .

При двукратном увеличении коэффициента k_{12} параметр ξ повысился бы в 1,5 раза, при десятикратном — в 5,7 раза. При стократном увеличении k_{12} , т.е. при полном отсутствии ожидаемого спектрального эффекта, параметр ξ был бы равен 1,53.

Импульсы делений в секциях при штатных значениях параметров η_0 , η_1 , η_2 , S_0 , k_{12} , k_{21} показаны на рис. 5.

В изолированных АЗ1, АЗ2, действующих в качестве односекционных бустеров, при источнике первичных нейтронов $S_0 = 1 \cdot 10^{15}$ нейтр. и при штатных энерговыделениях длительности импульсов равны соответственно 1,16 и 315 мкс. Относящиеся к этому случаю импульсы делений показаны пунктиром на рис. 5.

Полученные расчетные данные свидетельствуют о том, что

— в АЗ2 рассматриваемого варианта двухсекционного бустер-реактора можно получать импульсы де-

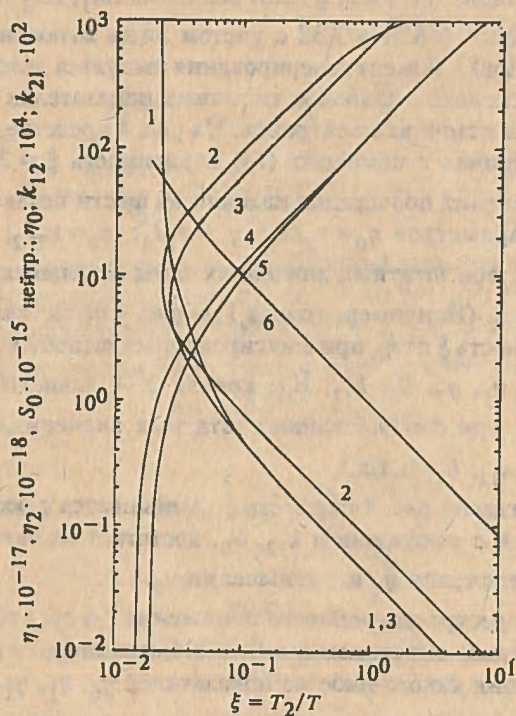


Рис. 4. Зависимость ξ от изменений поочередно каждого из шести параметров $\eta_0(1)$; $\eta_1(2)$; $\eta_2(3)$; $k_{12}(4)$; $S_0(5)$; $k_{21}(6)$ при штатных значениях пяти остальных параметров

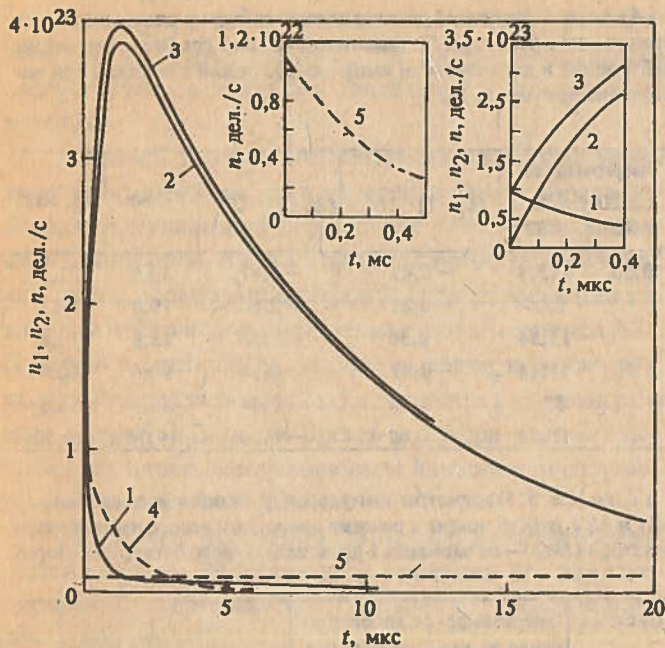


Рис. 5. Штатные импульсы делений в двухсекционном бустер-реакторе (вариант 1, бустерный режим) и в односекционных бустерах А31, А32 (---): 1 — $n_1(t)$ — интенсивность делений в А31; 2 — $n_2(t)$ — интенсивность делений А32; 3 — $n(t) = n_1(t) + n_2(t)$ — суммарная интенсивность делений; 4, 5 — соответственно интенсивности делений в А31, А32, действующих в качестве односекционного бустера

лений со штатным энерговыделением длительностью порядка 10 мкс, т.е. примерно в 30 раз короче импульсов в изолированной А32; при понижении энерговыделения в А32 длительность импульса делений в ней уменьшается: вначале примерно пропорционально энерговыделению, затем медленнее и до тех пор, пока не будет достигнут уровень длительности импульса в изолированной А31;

— понижение до нуля коэффициента k_{12} уменьшило бы в 2 раза длительность штатного импульса делений в А32; при увеличении k_{12} значение T_2 увеличивается примерно в 1,5 раза при изменении k_{12} вдвое; при увеличении (уменьшении) S_0 вдвое T_2 уменьшается (увеличивается) тоже примерно в 1,5—1,6 раза;

— зависимость T_2 от J_1 имеет более сложный, не-монотонный характер: вначале с ростом J_1 величина T_2 уменьшается, достигает минимума и далее монотонно растет (шкала изменений J_1 продлена в область выше штатного значения J_1); при штатных показателях импульса делений и бустер-реактора (за исключением J_1) минимальное значение T_2 приходится на область $J_1 \approx 3 \cdot 10^{17}$ дел. и равно 6,8 мкс. При уменьшении J_2 минимум T_2 достигается при меньших значениях J_1 ;

— преимущества рассматриваемого варианта двухсекционного бустер-реактора в сравнении с односекционным бустером по длительности импульса делений во внешней секции полностью утрачиваются при $S_0 \geq 1,31 \cdot 10^{17}$ нейтр.; $\tau_2/\tau_1 \leq 0,036$; $k_{21} \leq 0,0089$; $k_{12} \geq 1,32 \cdot 10^{-2}$; $\nu_1 J_1 \leq 7,8 \cdot 10^{15}$ нейтр.; $\nu_2 J_2 \leq 3,9 \cdot 10^{16}$ нейтр.;

— импульсы делений в А31 существенно отличаются от импульсов в А32; первые имеют значительно меньшую длительность: при штатных энерговыделениях в А31, А32 $T_1 \approx 0,5$ мкс, т.е. в 20 раз меньше T_2 ; импульсы делений в А31 и А32 отличаются и по форме.

Бустер-реактор с внешней А3 из сплава урана 90%-ного обогащения по ^{235}U с 9% молибдена по массе (вариант 2); бустерный режим. Вариант 2 бустер-реактора имеет следующие параметры (параметры А31 и вольфрамового слоя те же, что и в варианте 1): внутренний и внешний радиусы А32 26,27 и 30,51 см; масса урана в А32 670 кг; $\tau_2 = 2,1 \cdot 10^{-8}$ с; k_{12}, k_{21} равны соответственно $1,608 \cdot 10^{-4}$ и $0,3735$; скачок температуры, энерговыделение и полное число делений в А32 в максимальном импульсе 680°C , 64,3 МДж и $2,2 \cdot 10^{18}$ дел.; флюенс нейтронов около внешней границы бустер-реактора в максимальном импульсе делений $0,65 \cdot 10^{15}$ нейтр./см².

Полученные для этого варианта бустер-реактора значения T_2 приведены в табл. 3.

Т а б л и ц а 3. Вариант 2 двухсекционного бустер-реактора; бустерный режим. T_2 в зависимости от J_1 при фиксированных значениях других показателей импульса делений и бустер-реактора

Число делений за импульс в А31, J_1	Штатные показатели* (кроме J_1)	T_2 , мкс				
		$J_2 = 1,10 \cdot 10^{18}$ дел.	$J_2 = 2,2 \cdot 10^{17}$ дел.	$S_0 = 1 \cdot 10^{14}$ нейтр.	$S_0 = 5 \cdot 10^{14}$ нейтр.	$S_0 = 2 \cdot 10^{15}$ нейтр.
		Остальные показатели штатные				
$1,2 \cdot 10^{17}$	3,4	2,16	1,32	21,0	5,5	2,29
$1,0 \cdot 10^{17}$	3,6	2,12	1,18	21,1	5,6	2,45
$5 \cdot 10^{16}$	5,1	2,45	0,88	27,5	7,7	3,7
$2 \cdot 10^{16}$	10,9	4,4	0,97	57,3	16,1	8,2
$1 \cdot 10^{16}$	21,0	8,2	1,44	111	31,1	16,0

*Здесь в качестве штатных приняты следующие значения показателей импульса делений и бустер-реактора: $J_1 = 1,2 \cdot 10^{17}$ дел.; $J_2 = 2,2 \cdot 10^{18}$ дел.; $\tau_1 = 3,79 \cdot 10^{-9}$ с; $\tau_2 = 2,1 \cdot 10^{-8}$ с; $k_{12} = 1,608 \cdot 10^{-4}$; $k_{21} = 0,3735$; $S_0 = 1 \cdot 10^{15}$ нейтр.

В изолированных А31 и А32, действующих в качестве односекционных бустеров, при $S_0 = 1 \cdot 10^{15}$ нейтр. и при штатных J_1, J_2 длительности импульсов делений равны соответственно 1,16 и 106 мкс.

Расчетные данные свидетельствуют о том, что зависимость T_2 от показателей импульса делений и бустер-реактора в варианте 2 бустер-реактора та же, что и в варианте 1. Как и в варианте 1, T_2 примерно в 30 раз меньше длительности импульса в изолированной А32, действующей в качестве односекционного бустера.

Основное отличие варианта 2 бустер-реактора от варианта 1 в плане обсуждаемых применений двухсекционных устройств заключается в трехкратном уменьшении длительности штатных и близких к штатным импульсов. Однако это уменьшение длительности дается ценой полуторакратного понижения флюенса нейтронов за импульс вокруг внешней границы бустер-реактора.

Вариант 1 двухсекционного бустер-реактора; режим импульсного реактора. На примере варианта 1 бустер-реактора определены также свойства рассматриваемых двухсекционных систем при работе в режиме импульсного реактора, т.е. в автономном режиме, осуществляемом без привязки к мощному источнику первичных нейтронов. В этом режиме внутренняя секция служит в качестве ведущего (запального) импульсного реактора, а внешняя секция — в качестве размножителя нейтронов, поддерживаемого в подкритическом состоянии.

Реализация режима импульсного реактора предполагает обязательное наличие отрицательной обратной связи по реактивности во внутренней секции. Обратная связь при этом должна отличаться хорошей повторяемостью. Указанные требования могут быть удовлетворены лишь при условии обеспечения по возможности плотной упаковки деталей А31 в титановом корпусе.

Некоторые результаты расчетов, относящихся к двухсекционному устройству, действующему в режиме импульсного реактора, представлены в табл. 4. Первая строка в табл. 4 соответствует импульсу делений со штатными энерговыделениями в А31 и А32. Аналогичные данные для изолированных А31, А32, действующих в качестве импульсного реактора, приведены в табл. 5.

Анализ расчетных данных показывает, что — двухсекционный бустер-реактор рассматриваемого типа и в режиме импульсного реактора позволяет генерировать весьма короткие по длительности импульсы делений во внешней секции; T_2 в этом случае примерно в 5 раз короче длительности импульса в изолированной А32, действующей в качестве импульсного реактора, однако выигрыш здесь не столь значителен, как в бустерном режиме, в котором при $S_0 = 1 \cdot 10^5$ нейтр. достигается примерно в 3 раза меньшее значение T_2 ;

Т а б л и ц а 4. Вариант 1 двухсекционного бустер-реактора; режим импульсного реактора. Начальные реактивности (по мгновенным нейтронам) и длительности импульсов делений в секциях при нескольких значениях J_1, J_2

Энерговыделение, МДж		$(\kappa_1 - 1) \cdot 10^2$	$(\kappa_2 - 1) \cdot 10^2$	T_1 , мкс	T_2 , мкс
А31	А32				
3,50	115,4	-0,47	-1,47	30,5	31,3
	57,7	-0,21	-2,66	19,0	19,3
	11,54	0,36	-12,07	13,8	13,8
1,75	115,4	-0,87	-0,81	90,6	80,9
	57,7	-0,20	-1,44	56,0	56,5
	11,54	-0,07	-6,20	19,74	19,83

Т а б л и ц а 5. Параметры импульсов делений в изолированных А31 и А32, действующих в режиме односекционного импульсного реактора (А32 — от варианта 1 двухсекционного бустер-реактора)

Система	Энерговыделение за импульс, МДж	Скачок температуры в наиболее разогретой области, °С	$(\kappa_1 - 1) \cdot 10^3$	T , мкс
А31	1,00	165	0,51	19,3
	1,50	250	0,59	16,8
	2,00	330	0,65	15,3
	2,50	415	0,70	14,2
	2,90	480	0,73	13,5
	3,50	580	0,78	12,7
А32	115,4	680	—	160

— в отличие от односекционного импульсного реактора, в котором, как известно, длительность импульса увеличивается с уменьшением энерговыделения, рассматриваемый двухсекционный бустер-реактор и в режиме импульсного реактора сохраняет одно из свойств бустеров, заключающееся в уменьшении длительности импульса делений в А32 при понижении энерговыделения в ней;

— импульсы делений в А31 и А32 в импульсном режиме работы двухсекционного бустер-реактора по форме существенно не отличаются, не имеют они значительных отличий по форме и от импульсов делений в односекционных реакторах, за исключением той особенности, что импульсы в двухсекционном устройстве имеют более пологий в сравнении с передним фронтом участок убывания интенсивности делений.

АНАЛИЗ КИНЕТИКИ БУСТЕР-РЕАКТОРА С УЧЕТОМ ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ НЕЙТРОНОВ И РАЗЛИЧНЫХ ВАРИАНТОВ РЕАЛИЗАЦИИ ИСТОЧНИКА ПЕРВИЧНЫХ НЕЙТРОНОВ

Кинетика двухсекционного бустер-реактора рассматривалась выше без учета запаздывающих нейтронов. Известно, однако, что запаздывающие нейтроны (натуральные и отраженные от стен реакторного помещения) иногда заметно изменяют длительность

переходных процессов и всегда приводят к появлению "хвоста" импульса делений, т.е. за пиком импульса следует участок медленно спадающей интенсивности делений.

В данном разделе сопоставлены расчетные кинетические характеристики двухсекционного бустер-реактора, получаемые без учета и с учетом запаздывающих нейтронов, а также при различных реализациях источника первичных нейтронов (при размещении источника нейтронов во внутренней или во внешней АЗ). Попутно в следующем разделе освещен и смежный с указанными задачами вопрос о значениях периода разгона (спада) мощности бустер-реактора в стартовых позициях перед генерированием наиболее представительных импульсов делений.

Сравнение проведено на основе аналитического решения (2)—(4) уравнений кинетики (1) двухсекционного бустер-реактора. Уравнения (1) более точны, чем уравнения (7).

Решение (2)—(4) получено, как отмечалось, в пренебрежении влиянием обратных связей и в предположении, что инициирующий импульс нейтронов является мгновенным. Исходная реактивность бустер-реактора устанавливалась скачком в начальный момент. Введение указанных предположений не приводит к существенным отступлениям от реальных условий генерирования импульса делений в бустер-реакторах.

Расчеты на основе решения (2)—(4) выполнены для варианта 1 двухсекционного бустер-реактора ($\tau_1 = 3,79 \cdot 10^{-9}$ с; $\tau_2 = 3,5 \cdot 10^{-8}$ с; $\nu_1 = 2,9$; $\nu_2 = 2,6$; $k_{12} = 2,029 \cdot 10^{-4}$; $k_{21} = 0,39$). Учитывались по шесть групп натуральных запаздывающих нейтронов в каждой из двух секций и, кроме того, семь эффективных групп отраженных нейтронов во внешней секции (отраженные нейтроны учитывались в форме дополнительных групп запаздывающих нейтронов, при этом предполагалось, что тепловые нейтроны отсекаются кадмиевым экраном). Использованные в расчетах характеристики натуральных запаздывающих и отраженных от стен помещения нейтронов приведены в табл. 6.

Полученные в результате расчетов данные, относящиеся к импульсам делений в варианте 1 двухсекционного бустер-реактора со штатными числами делений в секциях, т.е. к импульсам с $J_1 = 1,2 \cdot 10^{17}$, $J_2 = 3,92 \cdot 10^{18}$ при источнике первичных нейтронов $S_1^0 = 1 \cdot 10^{15}$ нейтр., приведены на рис. 6—8 и в табл. 7 (предполагалось, что хвост импульса делений обрывается в момент $t = 50$ мс с помощью воздействия органов регулирования реактивности).

Т а б л и ц а 6. Характеристики нейтронов, натуральных запаздывающих и отраженных от стен реакторного помещения*

i	$\lambda_i, \text{с}^{-1}$	$\beta_{1i} \cdot 10^4$	$\beta_{2i} \cdot 10^3$	Примечание
1	$0,54 \cdot 10^7$	—	0,661	
2	$2,00 \cdot 10^6$	—	0,522	$\sum_{i=1}^7 \beta_{2i} = 1,504 \cdot 10^{-3}$
3	$0,82 \cdot 10^6$	—	0,092	
4	$2,86 \cdot 10^5$	—	0,060	
5	$0,96 \cdot 10^5$	—	0,055	
6	$0,30 \cdot 10^5$	—	0,060	$\sum_{i=8}^{13} \beta_{1i} = 2 \cdot 10^{-3}$
7	$0,96 \cdot 10^4$	—	0,054	
8	0,0125	0,740	0,259	
9	0,0312	4,197	1,469	
10	0,114	3,737	1,308	$\sum_{i=8}^{13} \beta_{2i} = 7 \cdot 10^{-3}$
11	0,306	8,132	2,846	
12	1,375	2,634	0,922	
13	3,81	0,560	0,196	

* Группы с индексами $i = 1+7$ относятся к отраженным нейтронам, 8—13 — к натуральным запаздывающим нейтронам; β_{1i}, β_{2i} — значения β_i соответственно во внутренней и внешней АЗ.

На рис. 6 представлены импульсы делений в бустер-реакторе, определенные с учетом всех натуральных запаздывающих и отраженных от стен нейтронов (19 групп), с учетом только натуральных запаздывающих нейтронов (12 групп) и без учета как натуральных запаздывающих, так и отраженных от стен нейтронов (числа делений за импульс в секциях во всех случаях равны их штатным значениям).

Импульсы делений во внешней АЗ, полученные с учетом всех натуральных запаздывающих и отраженных от стен нейтронов, сопоставлены на рис. 7. По аналогии с рис. 6 в целях сравнения на рис. 8 показаны импульсы делений в действующей в качестве односекционного бустера внешней АЗ.

В табл. 7 приведены показатели длительности импульса делений (ширина импульса на половине высоты T_n и время достижения энерговыделения T_j , равного половине полного энерговыделения за импульс) и доля энерговыделения в хвосте для показанных на рис. 6—8 импульсов делений в АЗ2, действующей в качестве компоненты двухсекционного бустер-реактора или в качестве односекционного бустера.

Прежде чем обратиться к выводам, полученным из расчетных данных, необходимо отметить в целях избежания недоразумений, что значительная часть приведенных на рис. 7, 8 и в табл. 7 данных, относящихся к бустер-реактору с помещенным во внешнюю АЗ источником нейтронов, имеет лишь иллюстративное назначение. Это связано с тем, что указанный режим работы двухсекционного бустер-реактора, по параметрам импульса делений заведомо уступающий первенство режиму с источником нейтронов во внутренней АЗ, не может рассматриваться в качестве альтернативы или конкурента последнему. Реальное значение следует придавать лишь режиму работы бустер-реактора с источником нейтронов во внутренней секции (назовем этот режим работы основным).

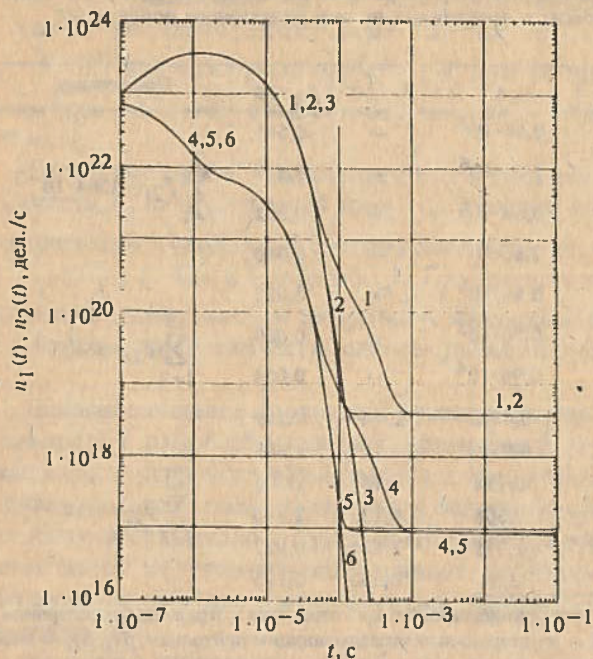


Рис. 6. Импульсы делений во внешней (1, 2, 3) и внутренней (4, 5, 6) АЗ варианта 1 двухсекционного бустер-реактора; 1, 4 — с учетом всех натуральных запаздывающих и отраженных от стен нейтронов; 2, 5 — с учетом только натуральных запаздывающих нейтронов; 3, 6 — без учета запаздывающих нейтронов ($J_1 = 1,2 \cdot 10^{17}$ дел.; $J_2 = 3,92 \cdot 10^{18}$ дел.)

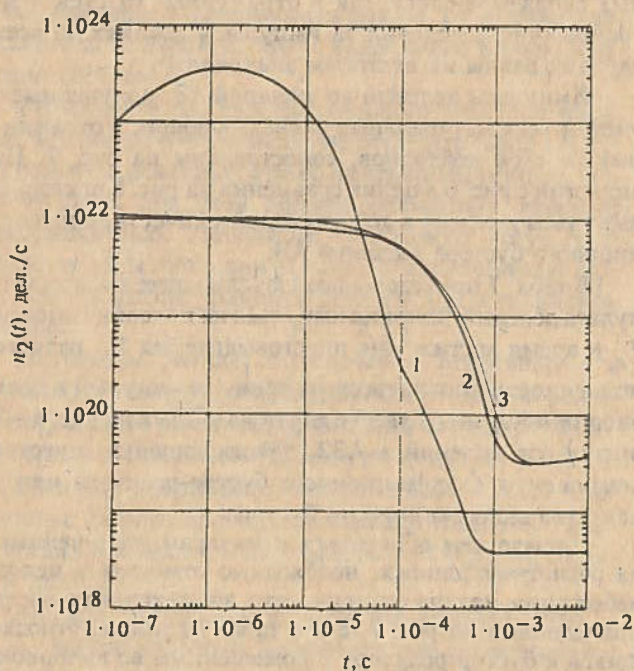


Рис. 7. Импульсы делений во внешней АЗ двухсекционного бустер-реактора с учетом всех запаздывающих нейтронов: 1 — двухсекционный бустер-реактор, источник нейтронов действует во внутренней АЗ ($S_1^0 = 1 \cdot 10^{15}$ нейтр.); 2 — двухсекционный бустер-реактор, источник нейтронов действует во внешней АЗ ($S_2^0 = 1 \cdot 10^{15}$ нейтр.); 3 — внешняя АЗ действует в качестве односекционного бустера ($S_2^0 = 1 \cdot 10^{15}$ нейтр.). Числа делений в секциях во всех случаях равны их штатным значениям

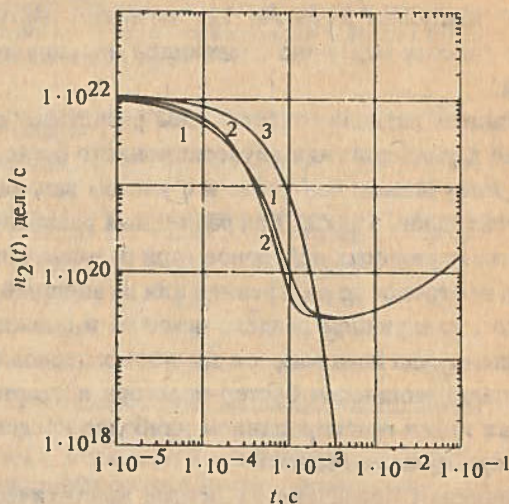


Рис. 8. Импульсы делений во внешней АЗ, действующей в качестве односекционного бустера: 1 — с учетом всех натуральных запаздывающих и отраженных от стен нейтронов; 2 — с учетом только натуральных запаздывающих нейтронов; 3 — без учета запаздывающих нейтронов. Числа делений в АЗ во всех случаях равны штатному значению; $S_2^0 = 1 \cdot 10^{15}$ нейтр.

Приведенные на рис. 6—8 и табл. 7 данные свидетельствуют о том, что в основном режиме работы двухсекционного бустер-реактора запаздывающие нейтроны (натуральные и отраженные от стен) не изменяют значительно характеристик импульса делений. К единственному существенному изменению, вносимому запаздывающими нейтронами, следует отнести факт появления хвоста импульса, который, однако, в этом режиме работы содержит лишь небольшую долю делений, а именно 4,7%.

Хвост импульса делений создается, по существу, только натуральными запаздывающими нейтронами. Влияние нейтронов, отраженных от стен, сказывается лишь на области перехода от основной, быстропеременной части импульса к хвосту. Быстропеременная часть импульса в этой области под влиянием отраженных нейтронов становится более пологой, момент ее смычки с горизонтальным участком отодвигается к заметно большим временам.

В гипотетическом варианте наличия только отраженных от стен запаздывающих нейтронов хвост импульса делений не возникает.

Ширина импульса делений на половине высоты с учетом запаздывающих нейтронов получается даже несколько меньшей. Этот эффект, на первый взгляд неожиданный, вызван привязкой во всех случаях к одному и тому же фиксированному (с учетом вклада от хвоста, обрываемого в момент $t = 0,05$ с) числу делений за импульс в каждой секции.

Сказанное о влиянии запаздывающих нейтронов на характеристики импульса делений в равной мере относится как к внешней, так и к внутренней секции бустер-реактора.

Т а б л и ц а 7. Характеристики импульсов делений в АЗ, действующей в качестве второй секции в двухсекционном бустер-реакторе или в качестве односекционного бустера (числа делений в секциях бустер-реактора равны их штатным значениям, $S^0 = 1 \cdot 10^{15}$ нейтр.)

Режим работы АЗ2	С учетом всех натуральных запаздывающих и отраженных от стен нейтронов			С учетом только натуральных запаздывающих нейтронов			Без учета натуральных запаздывающих и отраженных от стен нейтронов		
	T_n	T_J	Доля энерговыделения в хвосте, %	T_n	T_J	Доля энерговыделения в хвосте, %	T_n	T_J	Доля энерговыделения в хвосте, %
Двухсекционный бустер-реактор; источник в АЗ1 (основной режим)	7,46 мкс	7,25 мкс	4,7	7,61 мкс	7,03 мкс	4,7	7,88 мкс	6,82 мкс	0
Двухсекционный бустер-реактор; источник в АЗ2	70 мкс	14,4 мс	62	81,7 мкс	14,4 мс	62	216 мкс	321 мкс	0
АЗ2 — односекционный бустер	90 мкс	8,5 мс	57	112 мкс	8,5 мс	57	255 мкс	255 мкс	0

В основном режиме работы бустер-реактора значения обоих показателей длительности импульса — ширины импульса на половине высоты T_n и времени достижения половины полного энерговыделения T_J — близки друг другу (и в АЗ1, и в АЗ2). Следовательно, в этом режиме длительность импульса представляют в равной степени как T_n , так и T_J .

В других режимах работы бустер-реактора указанные выше зависимости существенно изменяются.

Как видно из рис. 7 и табл. 7, весьма близкие между собой импульсы в двухсекционном бустер-реакторе с источником нейтронов во внешней секции и в односекционном бустере в сравнении с импульсами делений в основном режиме работы двухсекционного бустер-реактора при учете всех запаздывающих нейтронов отличаются очень большой долей энерговыделения в хвосте импульса (~ 60%) и значительно большей длительностью (примерно в 10 раз — по ширине импульса на половине высоты и в 1000 — 2000 раз — по времени достижения половины полного энерговыделения).

Стократная и более чем стократная разница в значениях T_n и T_J в данном случае обусловлена преобладающим вкладом хвоста в энерговыделение за импульс. Быстропеременная часть импульса делений, имеющая форму маленького пика на фоне внушительного пологого участка, для указанных импульсов не является определяющей, поэтому не является определяющей и связанная лишь с пиком величина T_n . В данном случае более представительным показателем длительности импульса является T_J .

**ПЕРИОД РАЗГОНА (СПАДА) МОЩНОСТИ
ДВУХСЕКЦИОННОГО БУСТЕР-РЕАКТОРА
В СТАРТОВОМ СОСТОЯНИИ
ПЕРЕД ГЕНЕРИРОВАНИЕМ ИМПУЛЬСА ДЕЛЕНИЙ**

В аспекте формулирования требований к органам регулирования реактивности в двухсекционном бустер-реакторе существенное значение имеет то обстоятельство, что конфигурация бустер-реактора перед генерированием импульса с учетом запаздывающих

нейтронов в большинстве случаев близка к критической или даже является надкритической. В этой связи особое значение имеет уровень максимального (с учетом знака) корня уравнения (4) или, что удобнее, уровень соответствующего этому корню установившегося периода T разгона (спада) мощности бустер-реактора.

В терминах указанного периода уравнение (4) имеет вид

$$\left(\frac{1 + \frac{\tau_1}{T}}{L^{(1)}} - k_1 \right) \left(\frac{1 + \frac{\tau_2}{T}}{L^{(2)}} - k_2 \right) =$$

$$= k_{12} k_{21} \exp \left(- \frac{\tau_{12} + \tau_{21} - \tau_1 - \tau_2}{T} \right);$$

$$L^{(1)} = 1 - \sum_{i=1}^{l_1} \frac{\beta_i^{(1)}}{1 + \lambda_i T}; \quad L^{(2)} = 1 - \sum_{i=1}^{l_2} \frac{\beta_i^{(2)}}{1 + \lambda_i T}.$$

Результаты расчета периода T в исходных состояниях перед генерированием импульса делений при нескольких наиболее типичных значениях показателей бустер-реактора и импульса приведены в табл. 8 (расчет выполнен с учетом представленных в табл. 6 натуральных запаздывающих и отраженных от стен нейтронов).

Из табл. 8 видно, что при генерировании в двухсекционном бустер-реакторе импульса со штатными энерговыделениями в секциях необходимо выводить устройство в надкритическое состояние с периодом разгона мощности $T \sim 5$ с.

При понижении числа делений за импульс хотя бы в одной секции требуемая стартовая надкритичность устройства, естественно, понижается и, следовательно, период разгона мощности увеличивается или даже становится отрицательным. То же самое наблюдается при уменьшении коэффициента нейтронной связи между секциями k_{12} и при увеличении числа первичных нейтронов, излучаемых источником. Если же в действительности окажется, что реальное значение коэффициента k_{12} больше принятого значения $2,029 \cdot 10^{-4}$, а S_1^0 меньше принятого значения $1 \cdot 10^{15}$ нейтр., то разгон мощности бустер-реактора в стартовом состоянии при генерировании штатного импульса делений будет более резким.

Т а б л и ц а 8. Подкритичности секций и периоды разгона (спада) мощности в двухсекционном бустер-реакторе в стартовом состоянии перед генерированием импульса делений

Показатели бустер-реактора и импульса делений		Подкритичности секций бустер-реактора перед генерированием импульса делений		T, с
		$\Delta k_1 \cdot 100 (\Delta \bar{k}_1 \cdot 100)$	$\Delta k_2 \cdot 100 (\Delta \bar{k}_2 \cdot 100)$	
Штатные показатели	Остальные показатели штатные	0,6834(0,882)	0,6344(1,479)	4,7
$J_2 = 1,96 \cdot 10^{18}$ дел.		0,3858(0,585)	1,974(2,808)	252
$J_2 = 3,92 \cdot 10^{17}$ дел.		0,1473(0,347)	12,69(13,43)	- 91,1
$k_{12} = 4,058 \cdot 10^{-4}$		1,279(1,476)	0,6344(1,479)	1,88
$k_{12} = 2,029 \cdot 10^{-5}$		0,1473(0,347)	0,6344(1,479)	- 237
$k_{12} = 0$		0,0872(0,287)	0,6344(1,479)	- 81,0
$S^0 = 1 \cdot 10^{14}$ нейтр.		0,4238(0,623)	0,6344(1,479)	0,180
$S^0 = 5 \cdot 10^{14}$ нейтр.		0,5391(0,738)	0,6344(1,479)	1,37
$S^0 = 2 \cdot 10^{15}$ нейтр.		0,971(1,169)	0,6344(1,479)	32,7

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Приведены результаты расчетного анализа кинетики идеализированных сферически-симметричных вариантов двухсекционного бустер-реактора с преимущественно односторонней нейтронной связью между секциями, создаваемой с помощью использования в одной из двух секций порогового делящегося вещества.

1. Показано, что в бустер-реакторе рассматриваемого типа в сравнении с обычными односекционными устройствами можно получать импульсы делений, длительность которых короче примерно в 30 раз — при работе в режиме бустера и в 5 раз — при работе в режиме импульсного реактора.

2. Прослежена зависимость переходных процессов в бустер-реакторе от параметров запаздывающих нейтронов, от выбора вариантов источника первичных нейтронов и от интенсивности источника. Получены данные о необходимых начальных реактивностях секций и о периодах разгона мощности бустер-реактора в стартовых позициях перед генерированием наиболее представительных импульсов делений.

3. Определено, что

— преимущества рассматриваемого устройства проявляются в полной мере в том случае, когда источник первичных нейтронов действует во внутренней секции, в этом, основном, режиме работы бустер-реактора запаздывающие нейтроны (натуральные и отраженные от стен реакторного помещения) не влияют на параметры импульсов делений, за исключением образования хвоста импульса, содержащего ~ 5% полного энерговыделения за импульс;

— параметры импульсов делений в рассматриваемом двухсекционном бустер-реакторе с источником первичных нейтронов во внешней секции и в этой же внешней секции, действующей в качестве односекционного бустера, практически одинаковы, влияние запаздывающих нейтронов в этих случаях проявляется в значительном затягивании импульса и в образовании

хвоста импульса, содержащего ~ 60% полного энерговыделения за импульс;

— при генерировании штатных или близких к штатным импульсов делений бустер-реактор должен переводиться в состояние, превышающее критическое с учетом запаздывающих нейтронов; минимальный период разгона мощности бустер-реактора в этих стартовых состояниях равен ~ 5 с;

4. Представленные в статье данные о параметрах рассматриваемых бустер-реакторов следует считать приближенными. Это связано, во-первых, с принятой идеализацией геометрии бустер-реактора, прежде всего геометрии его внешней секции, которая в реальных конструкциях ввиду стремления повысить флюенсы излучений в местах расположения образцов и объемы этих мест должна быть более сложной; и, во-вторых, с приближенностью оценки использованных коэффициентов нейтронной связи между секциями k_{12} , k_{21} . В более точных расчетах последние следует определять с большей надежностью, например с помощью расчетов на основе метода Монте-Карло.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

1. Колесов В.Ф., Штарев С.К. Импульсы делений в бустерах с различным составом и конфигурацией активной зоны. — ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 1990, вып. 3, с. 15—22.
2. Колесов В.Ф., Штарев С.К. О расчетах переходных процессов в системах связанных импульсных реакторов. — Там же, 1991, вып. 2, с. 27—47.
3. Дубовский Б.Г. Секционированные реакторные системы. — Атомная энергия, 1959, т. 7, вып. 5, с. 456—457.
4. Borst L.B. The Convergatron, a Neutron Amplifier. — Phys. Rev., 1957, vol. 107, № 3, p. 905—906.

5. Ли Дж., Уолдрон М. Последние достижения в исследовании актиноидов. — Атомная техника за рубежом, 1974, № 2, с. 22—36.
6. Келлер К. Химия трансурановых элементов. — М.: Атомиздат, 1976, с. 133.
7. Seifritz W., Wydle P. Criticality of neptunium-237 and its possible utilization in nuclear reactors. — Nucl. Sci. Engng, 1979, vol. 72, № 2, p. 272—276.
8. Westfall R.M. Critical Masses for the even-neutron-numbered transuranium actinides. — Ibidem, 1981, vol. 79, № 2, p. 237—239.
9. Кожевников Д.А., Чеканова С.С. Замедляющая способность неупругих рассеивателей нейтронов. — Атомная энергия, 1969, т. 26, вып. 4, с. 334—337.
10. Горбачев В.М., Замятнин Ю.С., Лбов А.А. Взаимодействие излучений с ядрами тяжелых элементов и деление ядер: Справочник. — М.: Атомиздат, 1976.
11. Веселкин А.П., Егоров Ю.А., Емельянов И.Я. и др. Спектры быстрых нейтронов за материалами и композициями защиты ядерных реакторов. Атлас. — М.: Атомиздат, 1970, с. 61—62.
12. Колесов В.Ф., Петров Ю.В., Штарев С.К. Кинетика системы связанных импульсных реакторов. — Атомная энергия, 1975, т. 39, вып. 6, с. 392—396.
13. Merz M.D., Kjaramo H.E. Mechanical properties of α -neptunium: hardness and elastic moduli. Plutonium 1975 and other actinides. — Amsterdam: North Holland Publishing Company, 1976, p. 679—684.
14. Lee J.A., Sutcliffe P.W., Martin D.J. et al. Plutonium 1970 and actinides /Ed. W.N. Miner. — N.Y.: Metallurg. Soc. AIME., 1970, p. 58.
15. Lee J.A., Mardon P.B., Peace J.K., Hall R.O.A. Study of the allotropic transformations in neptunium. — Phys. Chem. Solids, 1959, vol. 11, p. 177—181.

Статья поступила в редакцию
14 июня 1991 г.

Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 1991, вып. 4, с. 10—23.

УДК 621.039.526

ШТАТНЫЕ РЕЖИМЫ ГЕНЕРИРОВАНИЯ ИМПУЛЬСОВ ДЕЛЕНИЙ В РЕАКТОРЕ БИГР С ИНИЦИИРОВАНИЕМ ОТ СИЛЬНОГО ИСТОЧНИКА ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ НЕЙТРОНОВ

И.Г. Смирнов, М.И. Кувшинов, В.Н. Богданов, А.М. Пичугин
ВНИИЭФ, Арзамас-16

Приведены режимы генерирования с остановкой и пролетом стержня через активную зону и характеристики импульсов делений при инициировании с уровня мощности, достигаемого на периоде разгона.

DESIGN MODES OF FISSION PULSE GENERATION IN BIGR REACTOR WITH INTENSE SOURCE OF DELAYED NEUTRONS INITIATION. I.G. SMIRNOV, M.I. KUVSHINOV, V.N. BOGDANOV, A.M. PICHUGIN. Generation modes having a stop and a rod flight through a reactor core have been presented. Fission pulse characteristics in case of initiation from the power level which can be obtained during acceleration time have been presented as well.

В импульсных ядерных реакторах (ИЯР) аперидического действия на быстрых нейтронах иницирование импульса традиционно осуществляется с помощью импульсного нейтронного генератора (ИНГ) [1]. При этом используется режим генерирования с остановкой импульсного стержня (ИС) в активной зоне (АЗ) или с его пролетом через нее.

В последнее время значительно возросло внимание к безопасности ядерных реакторов вообще и ИЯР в частности. В этом аспекте недостатком способа иницирования с помощью ИНГ является необходимость применения процедуры "высвечивания" нейтронов непосредственно перед генерированием импульса, что, в свою очередь, может привести к следующим негативным явлениям:

— вследствие потери в этом интервале времени надежного контроля за состоянием размножающей си-

стемы реактора может произойти несанкционированное увеличение "стартовой" реактивности (например, за счет непредвиденного смещения облучаемого образца), которое не будет замечено;

— из-за малой интенсивности нейтронов в АЗ может быть большой избыточная реактивность, введенная до установления устойчивой цепочки делений (проектные и гипотетические аварии).

Указанные недостатки могут быть нейтрализованы с помощью технических мер:

— перехода к инициированию импульса от сильного источника запаздывающих нейтронов (т.е. с некоторого уровня мощности), что позволит исключить процедуру высвечивания;

— использования ИС с "весом" $\sigma_{p_{ис}} < \beta_{эф}$ и генерирования импульса из надкритического по запаздывающим нейтронам состояния (т.е. с периода разгона).

Совместное использование этих двух приемов (т.е. генерирование импульса с некоторого уровня мощности, достигаемого на периоде разгона) обеспечивает также возможность контроля стартового состояния вплоть до момента генерирования и запрета импульса с случае отличия контролируемого состояния (реактивности, периода) от заданного, что приводит к повышению безопасности эксплуатации ИЯР.

Характеристики импульсов делений при генерировании от сильного источника запаздывающих нейтронов (главным образом в пролетном режиме и с иницированием на мощности ~ 10 Вт) экспериментально изучались на реакторах БИР-2 и БИГР [2]. При этом для реактора БИГР исследования были проведены при двух фиксированных значениях перехода ρ_p ($0,06\beta_{эф}$ и $0,083\beta_{эф}$) с варьированием кинетики пролетного изменения реактивности. Кроме того, генерирование импульса производилось из подкритического состояния ($\sigma_{p_{ис}} < \beta_{эф}$).

В данной работе приведены характеристики импульсов делений, получаемых в реакторе БИГР в режимах с остановкой и пролетом ИС через АЗ при иницировании с уровня мощности, достигаемого при разгоне реактора со стартовым периодом. Эти режимы генерирования, реализованные с использованием прежних [2] и дополнительных исследований, введены в число штатных режимов реактора.

Режимы генерирования и характеристики импульсов делений. Для реализации обсуждаемых режимов работы изготовлен новый ИС из нержавеющей стали с "весом" $\delta\rho_{ис} = 0,84\beta_{эф}$. Как и прежде [3], профиль ИС подбирали таким, чтобы в зависимости реактивности, вносимой ИС, от высоты его подъема в области максимума имелось плато.

Используются два режима генерирования: с остановкой и пролетом ИС в АЗ. Пролетный режим в реакторе БИГР осуществляется за счет предварительного (до "выстрела") подъема ИС электромеханическим приводом до некоторого положения H_3 , обеспечивающего ту или иную кинетику ввода-вывода реактивности [3]. Для этого режима выбрано положение ($H_3 = 200$ мм), обеспечивающее наиболее быстрое пролетное изменение реактивности. Кинематика пролета ИС, определяемая начальным давлением в ресивере пневмопривода, сохранена неизменной.

При использовании иницирования с уровня мощности для генерирования импульсов с параметрами, идентичными получаемым при иницировании от ИНГ, необходимо, чтобы запланированная избыточная реактивность вводилась непосредственно к моменту достижения импульса делений, т.е. требуется, вообще говоря, вполне определенная и достаточно непростая процедура корреляции между величиной перехода в импульсе, скоростью ввода реактивности и уровнем мощности, при которой осуществляется иницирование. С целью упрощения условий эксплуатации в реакторе БИГР для каждого режима генерирования установлен один фиксированный уровень "инициру-

ющей" мощности P_0 : для режима с остановкой $P_0 \approx 10$ Вт, для пролетного режима $P_0 \approx 10$ кВт. Уровень 10 Вт выбран для обеспечения надежного, детерминированного иницирования в момент перехода через состояние критичности на мгновенных нейтронах. Исследования, выполненные в пролетном режиме [4], показали, что параметры импульса (амплитуда, энерговыделение), возрастающая с увеличением иницирующей мощности P_0 вследствие улучшающегося согласования момента пика импульса с максимумом вводимой реактивности, достигают наибольших значений при $P_0 \approx 10$ кВт и при дальнейшем повышении P_0 остаются неизменными. При $P_0 = 10$ кВт удалось также получить максимальные параметры "колокола" импульса, реализованные в режиме с остановкой ИС и с иницированием от ИНГ при одинаковых переходах $\rho_p = 0,093\beta_{эф}$. По этим причинам для пролетного режима был выбран уровень мощности $P_0 \approx 10$ кВт.

Процедура генерирования импульса выглядит следующим образом [2]:

- производится калибровка "веса" ИС; так как $\delta\rho_{ис} < \beta_{эф}$, то калибровка осуществляется в интервале между состояниями критичности на мгновенных и запаздывающих нейтронах с измерением реактивности в начальном (до "встреливания") и конечном (после "встреливания") положениях ИС по периоду разгона;

- определяется положение блока тонкой регулировки (БТР) реактивности (и его упора), обеспечивающее стартовую реактивность (стартовый период), соответствующую импульсу с заданными параметрами;

- БТР опускается в нижнее положение;

- если генерирование импульса планируется провести в пролетном режиме, то ИС электромеханическим приводом поднимается в положение $H_3 = 200$ мм;

- БТР на большой (5 м/с) скорости поднимается (до упора) в положение, соответствующее стартовому состоянию;

- в процессе экспоненциального роста мощности проверяется соответствие периода разгона требуемому стартовому значению;

- при уровне мощности ~ 1 Вт боковой РИ—В источник нейтронов автоматически опускается в защитный блок (до этого момента источник постоянно находился около АЗ);

- при достижении требуемого уровня мощности (10 Вт и 10 кВт) происходит пневматический подъем ИС для генерирования импульса делений; иницирование импульса осуществляется "собственными" нейтронами АЗ непосредственно в момент перехода через критическое состояние на мгновенных нейтронах.

Зависимости параметров импульсов (амплитуды, энерговыделения, полуширины), получаемых при иницировании с уровня мощности, от реактивности приведены на рис. 1—2. Там же изображены аналогичные зависимости для режима с остановкой и иницированием от ИНГ.

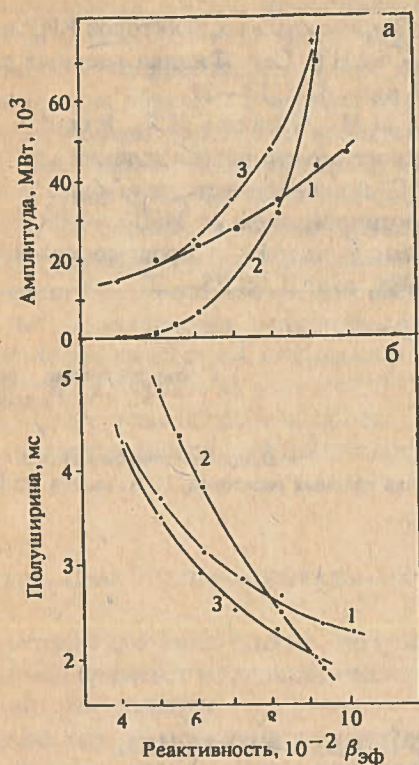


Рис. 1. Зависимость амплитуды (а) и полуширины (б) импульса от реактивности: 1 — режим с остановкой, $P_0 = 10$ Вт; 2 — пролетный режим, $P_0 = 10$ кВт; 3 — режим с остановкой и инициированием от ИНГ

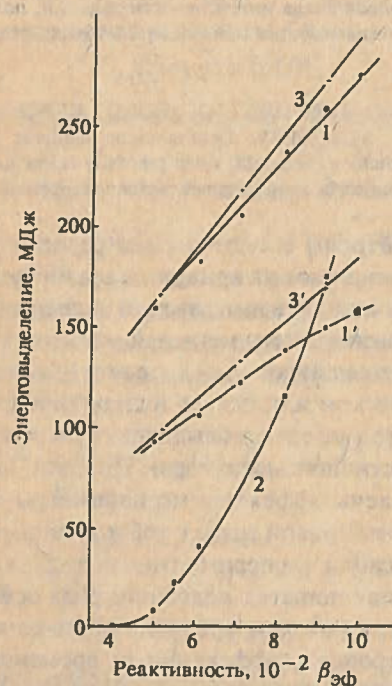


Рис. 2. Зависимость энерговыделения за импульс от реактивности 1 и 1' — полное энерговыделение и энерговыделение в "быстрой" части в режиме с остановкой, $P_0 = 10$ Вт; 2 — полное энерговыделение в пролетном режиме, $P_0 = 10$ кВт; 3 и 3' — полное энерговыделение и энерговыделение в "быстрой" части в режиме с остановкой и инициированием от ИНГ

При сравнении этих способов инициирования видно, что амплитуды импульсов (см. рис. 1, а), совпадая для обоих способов при $\rho_p \leq 0,05\beta_{эф}$ и отличаясь не более чем на 10% при $0,05\beta_{эф} \leq \rho_p \leq 0,065\beta_{эф}$, при больших реактивностях отличаются более заметно. Аналогичным образом ведут себя энерговыделение и полуширина, но с меньшими отклонениями в значениях.

Из рис. 2 (кривая 1) следует, что зависимость полного энерговыделения от реактивности близка к линейной и отклоняется от аналогичной зависимости с ИНГ (кривая 3) незначительно. Импульс с энерговыделением, близким к максимальному $Q_{max} = 280$ МДж, реализован при реактивности $\rho_p = 0,10\beta_{эф}$, что всего на $\sim 0,01\beta_{эф}$ превышает переход, необходимый для реализации такого же энерговыделения при использовании ИНГ. Приведенные данные свидетельствуют о том, что при $\rho_p \geq 0,07\beta_{эф}$ в режиме с остановкой и инициированием при $P_0 \approx 10$ Вт происходит (по сравнению с использованием ИНГ) как бы "перекачка" некоторой доли энергии из "колокола" импульса в "хвост".

Результаты, полученные в пролетном режиме (кривые 2 на рис. 1—2), свидетельствуют о том, что и при таком инициировании получены "бесхвостые" импульсы, амплитуда и энерговыделение которых, как и в [5], отличаются на два порядка величины, а полуширина при этом изменяется значительно меньше (2—5 мс). Единственным параметром, с помощью которого регулируются при этом характеристики импульса, является величина перехода ρ_p , и при $\rho_p = 0,092\beta_{эф}$ реализуется импульс, параметры которого практически совпадают с параметрами быстропеременной части максимального импульса делений, получаемого в традиционном режиме генерирования — режиме с остановкой ИС и инициированием от ИНГ. В пролетном режиме с инициированием от ИНГ [5] регулируемым параметром служит момент пуска ИНГ (относительно максимума вносимой реактивности); "бесхвостый" импульс с максимально возможными параметрами при этом не достигается.

* * *

Отработаны и введены в состав штатных режимы производства импульсов делений на реакторе БИГР (с остановкой и пролетом ИС через АЗ) с инициированием с уровня мощности, достигаемого на периоде разгона. В целом эти режимы позволяют получать на реакторе БИГР импульсы максимальными параметрами (энерговыделение, амплитуда, полуширина), реализуемыми при инициировании от ИНГ. Значительное повышение при этом безопасности эксплуатации предопределило доминирующее использование этих режимов на БИГР.

Список литературы

1. Шабалин Е.П. Импульсные реакторы на быстрых нейтронах. — М.: Атомиздат, 1976.
2. Кувшинов М.И., Смирнов И.Г., Рудаков Г.П. и др. Генерирование импульсов делений в реакторах БИР и БИГР при пролете стержня через АЗ с иницированием от сильного источника запаздывающих нейтронов. — ВАНТ. Сер. Импульсные реакторы и простые критические сборки, 1988, вып. 2, с. 29—35.
3. Кувшинов М.И., Колесов В.Ф., Воинов А.М., Смирнов И.Г. Апериодический импульсный реактор БИГР. — Там же, вып. 1, с. 3—12.
4. Кувшинов М.И., Сибгатуллин И.З., Смирнов И.Г. Некоторые экспериментальные исследования по безопасности импульсных реакторов БИР и БИГР (обзор). — ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 1990, вып. 4, с. 13—21.
5. Кувшинов М.И., Смирнов И.Г., Рудаков Г.П. и др. Генерирование импульсов делений в реакторах БИР и БИГР при пролете стержня через активную зону с иницированием от ИНГ. — ВАНТ. Сер. Импульсные реакторы и простые критические сборки, 1988, вып. 1, с. 25—32.

Статья поступила в редакцию
14 июня 1991 г.

Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 1991, вып. 4, с. 23—26.

УДК 621.039.514

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭФФЕКТИВНЫХ ПАРАМЕТРОВ ТОЧЕЧНОЙ КИНЕТИКИ ПО РЕЗУЛЬТАТАМ ИМПУЛЬСНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА НА ПОДКРИТИЧЕСКОМ ИЛИ СЛЕГКА НАДКРИТИЧЕСКОМ РЕАКТОРЕ

В.Х. Хоружий, А.С. Кошелев
ВНИИЭФ, Арзамас-16

Описана методика определения эффективных параметров нейтронной кинетики по кривой спада интенсивности делений, полученной в импульсном реакторном эксперименте при реактивности, меньшей эффективной доли запаздывающих нейтронов. Методика реализована в виде совокупности подпрограмм, написанных на языке ФОРТРАН.

DETERMINATION OF EFFECTIVE PARAMETERS OF POINT KINETICS UPON THE RESULTS OF PULSE EXPERIMENT ON SUBCRITICAL OR SLIGHTLY SUPERCRITICAL REACTOR. V.Kh. KHORUZHII, A.S. KOSHELEV. Determination methods of effective parameters of neutron kinetics through fission intensity decay curve, obtained during the pulse reactor experiment, when reactivity is less than effective fraction of delayed neutron, have been described. Methods have been implemented as a combination of subprogrammes, written in Fortran.

ВВЕДЕНИЕ

В связи с автоматизацией реакторного эксперимента задача оперативного прогнозирования характеристик импульсов делений в импульсных ядерных реакторах становится весьма актуальной. При заданном режиме работы реактора эти характеристики (период разгона, энерговыделение и т.д.) определяются параметрами кинетики, к числу которых относятся эффективные параметры мгновенных, отраженных и запаздывающих нейтронов, парциальные частоты и коэффициенты гашения реактивности [1]. Зная эти параметры, можно рассчитать характеристики импульсов делений в интересующих нас режимах работы, например, путем решения уравнений точечной реакторной кинетики методом Гира [2].

Эффективные параметры мгновенных и отраженных нейтронов наиболее подвержены изменениям в процессе эксплуатации реактора, так как зависят от наличия или отсутствия отражателя, внутренней загрузки реактора, внешнего окружения (конвертор, облучаемый объект, стены реакторного зала). В то же

время эти нейтроны с существенно различными временами жизни влияют на кривую спада интенсивности делений, полученную в импульсном эксперименте при начальной реактивности, меньшей эффективной доли запаздывающих нейтронов (в ходе этого эксперимента на подкритическом или слегка надкритическом реакторе незначительное энерговыделение практически не изменяет реактивность реактора). Поэтому можно попытаться извлечь эффективные параметры нейтронной кинетики из кривой спада с той или иной степенью точности описания экспериментальных данных.

Простейшая попытка подобного рода основана на приближении, в котором предполагается одна группа быстрых нейтронов с эффективным временем жизни и одна группа замедленных нейтронов [3]. В данной работе рассмотрен более точный подход, связанный с введением нескольких групп долгоживущих нейтронов, число которых зависит от информативности экспериментальных данных. Эта более сложная задача решается с привлечением численных методов и содержит два основных этапа — восстановление зависимости интенсивности делений от времени (сглаживание

экспериментальных данных) и нахождение эффективного набора параметров нейтронной кинетики, которые позволяют воспроизвести сглаженную кривую спада расчетным образом, а именно путем решения уравнений точечной реакторной кинетики.

На обоих этапах решаются задачи минимизации соответствующих функционалов при физических ограничениях на области изменения параметров. В дальнейшем полученный набор параметров нейтронной кинетики может быть использован для расчета интересующих нас характеристик импульсов делений. С помощью описанной методики, реализованной в виде совокупности подпрограмм на языке ФОРТРАН, проведена предварительная обработка данных, полученных в ряде импульсных экспериментов на быстром импульсном реакторе.

СГЛАЖИВАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Рассмотрим два типа данных, полученных в импульсном эксперименте на подкритическом или слегка надкритическом реакторе.

Первый тип — мгновенные значения мощности (с точностью до постоянного множителя) $P_{\text{экс}}(t_i)$, $i = 1, 2, \dots, I_{\text{макс}}$. Полагаем, что в момент времени $t_0 = t_{i_0}$, соответствующий максимальному значению $P_{\text{экс}}(t_i)$, срабатывает источник первичных делений. Обозначив $I_{\text{мин}} = i_0 + 2$, проанализируем экспериментальные данные $P_{\text{экс}}(t_i)$, $I_{\text{мин}} \leq i \leq I_{\text{макс}}$. Сглаженную функцию мощности представим в виде

$$P_{\text{сгл}}(t) = \exp \{S(t)\},$$

где $S(t)$ — квадратичный сплайн с количеством узловых точек K : t_1, t_2, \dots, t_K , при этом $t_1 = t_{\text{мин}}$, $t_K = t_{\text{макс}}$. В квадратичном сплайне на каждом из интервалов (t_n, t_{n+1}) $S(t) = a_n t^2 + b_n t + c_n$, при этом в узловых точках непрерывны как сама функция $S(t)$, так и производная $\dot{S}(t)$. Программа сглаживания экспериментальных данных определяет параметры сплайна $S(t_n)$, $\dot{S}(t_n)$ из условия минимума функционала

$$\Phi_1 = \sum_{i=I_{\text{мин}}}^{I_{\text{макс}}} \left[P_{\text{экс}}(t_i) / P_{\text{сгл}}(t_i) - 1 \right]^2, \quad (1)$$

варьируя $K + 1$ параметр, имеем

$$z_n = \dot{S}(t_{n+1}) - \dot{S}(t_n), \quad 1 \leq n \leq K - 1;$$

$$z_K = -\dot{S}(t_K), \quad z_{K+1} = S(t_K).$$

При этом требуется, чтобы $z_n \geq 0$ ($1 \leq n \leq K$), что соответствует гладкому убыванию мощности: $\dot{S}(t) \leq 0$, $\ddot{S}(t) \geq 0$. Поясним схему минимизации, записав для краткости функционал (1) в следующем виде:

$$\Phi_1 = \sum_i f_i^2(\dots, z_n, \dots) \approx \sum_i \left[f_i(\dots, z_n^0, \dots) + \right.$$

$$\left. + \sum_n D_{in}(z_n - z_n^0) \right]^2;$$

$$D_{in} \equiv \left[f_i(\dots, z_n^0 + h_n, \dots) - f_i(\dots, z_n^0, \dots) \right] / h_n.$$

Минимизация проводится в несколько шагов до полной сходимости. На первом шаге минимизации z_n^0 — начальные значения параметров, на последующих шагах z_n^0 — значения параметров, полученные на предыдущем шаге. Таким образом, на каждом шаге требуется определить параметры $z_n \geq 0$, минимизирующие сумму квадратов функций, линейных по искомым параметрам. Использование для этой цели алгоритма NNLS [4] обеспечивает быструю сходимость описанного метода сглаживания. Начальная функция $S_0(t)$ строилась следующим образом. На отрезке времени $t_{\text{ср}} \leq t \leq t_{\text{макс}}$, включающем $\sim 1/4$ экспериментальных точек, полагалось $S_0(t) = A_1 t + B_1$, где A_1 и B_1 определялись из условия минимума функционала

$$F_1^0 = \sum_{i=I_{\text{ср}}}^{I_{\text{макс}}} \left[\ln P_{\text{экс}}(t_i) - S_0(t_i) \right]^2. \quad (2)$$

Далее, при $t_{\text{мин}} \leq t \leq t_{\text{ср}}$ к найденной прямой пристраивалась парабола $S_0(t) = A_2(t - t_{\text{ср}})^2 + B_2(t - t_{\text{ср}}) + C_2$ так, чтобы при $t = t_{\text{ср}}$ обеспечить непрерывность $S_0(t)$ и $\dot{S}_0(t)$. Единственный неизвестный параметр параболы A_2 определялся из условия минимума функционала:

$$F_2^0 = \sum_{i=I_{\text{мин}}}^{I_{\text{ср}}} \left[\ln P_{\text{экс}}(t_i) - S_0(t_i) \right]^2. \quad (3)$$

Если при этом оказывалось, что $A_2 < 0$, то сглаживающая начальная прямая $S_0(t) = A_1 t + B_1$ в логарифмическом масштабе охватывала весь интервал времени $t_{\text{мин}} \leq t \leq t_{\text{макс}}$, минимизируя функционал

$$\sum_{i=I_{\text{мин}}}^{I_{\text{макс}}} \left[\ln P_{\text{экс}}(t_i) - S_0(t_i) \right]^2.$$

Второй возможный тип экспериментальных данных — энерговыделения $Y_{\text{экс}}^i$ в заданных временных интервалах (t_i, t_{i+1}) (с точностью до постоянного множителя), $i = 1, 2, \dots, I_{\text{макс}}$. При этом считается, что источник срабатывает в момент времени $t_0 = (t_{i_0} + t_{i_0+1})/2$, где промежуток времени (t_{i_0}, t_{i_0+1}) соответствует максимальному значению $Y_{\text{экс}}^i / \Delta t_i$ ($\Delta t_i = t_{i+1} - t_i$). Обозначив $I_{\text{мин}} = i_0 + 2$, далее анализируем экспериментальные данные $Y_{\text{экс}}^i$, $I_{\text{мин}} \leq i \leq I_{\text{макс}}$. Параметры сглаживающего сплайна $S(t)$ определяются в этом случае из условия минимума функционала

$$\Phi_2 = \sum_{i=I_{\min}}^{I_{\max}} \left[Y_{\text{эксп}}^i / \int_{t_i}^{t_{i+1}} dt P_{\text{сгл}}(t) - 1 \right]^2$$

при тех же условиях гладкости $\dot{S}(t) \leq 0$, $\ddot{S}(t) \geq 0$. Схема минимизации та же, что и в предыдущем случае, а при построении начальной функции $S_0(t)$ в функционалах (2), (3) вместо $P_{\text{эксп}}(t_i)$ используются величины $Y_{\text{эксп}}^i / \Delta t_i$. По заданным z_n параметры сплайна $S(t)$ определяются следующим образом:

$$S(t_K) = z_{K+1}, \quad \dot{S}(t_K) = -z_K;$$

$$\dot{S}(t_n) = \dot{S}(t_{n+1}) - z_n;$$

$$S(t_n) = S(t_{n+1}) - \frac{1}{2} [\dot{S}(t_n) + \dot{S}(t_{n+1})] (t_{n+1} - t_n);$$

$$n = K - 1, K - 2, \dots, 1.$$

После этого для произвольного момента времени $t_n \leq t \leq t_{n+1}$ имеем

$$S(t) = S(t_n) + \left\{ \dot{S}(t_n) + \frac{1}{2} \frac{\dot{S}(t_{n+1}) - \dot{S}(t_n)}{t_{n+1} - t_n} (t - t_n) \right\} (t - t_n).$$

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭФФЕКТИВНЫХ ПАРАМЕТРОВ НЕЙТРОННОЙ КИНЕТИКИ

В рамках точечной кинетики мощность реактора удовлетворяет следующему интегральному уравнению:

$$P(t) = k_{\text{эф}} \int_{-\infty}^t dt' B(t-t') P(t') + \begin{cases} 0, & t < t_0 - \Theta_0 \\ Y_0 / \Theta_0, & t_0 - \Theta_0 < t < t_0 \\ 0, & t_0 < t \end{cases} \quad (4)$$

Здесь $\int_0^{\infty} dt B(t) = 1$; Y_0 — энергосвечение, вызванное внешним источником за время Θ_0 . Наиболее часто используется представление функции $B(t)$ в виде суммы экспонент

$$B(t) = \sum_k \beta_k \lambda_k e^{-\lambda_k t}, \quad \sum_k \beta_k = 1.$$

Для наших целей удобно разделить параметры нейтронной кинетики β_k, λ_k на три типа.

1. Известные заранее фиксированные параметры, соответствующие запаздывающим нейтронам (ЗН) и долгоживущим отраженным нейтронам, время жизни которых $> t_{\text{max}}$ (время, соответствующее концу экспериментальных данных), так как экспериментальные данные не информативны по отношению к таким нейтронам. Условимся нумеровать параметры таких нейтронов отрицательным индексом $k = -J, -J + 1, \dots, -1$ (J — число групп нейтронов с фиксиро-

ванными параметрами), расположив их в порядке убывания времен жизни.

2. Мгновенные нейтроны, время жизни которых много меньше характерного времени изменения мощности. Опишем их одной группой ($k = 0$) с эффективным временем жизни $l_0 = 1/\lambda_0$.

3. Долгоживущие нейтроны с временами жизни

$$l_0 < l \leq t_{\text{max}}, \quad (5)$$

эффективные параметры которых подлежат определению из эксперимента ($k = 1, 2, \dots, N$).

После работы источника ($t > t_0$) уравнение (4), таким образом, можно представить в следующем виде:

$$P(t) = k_{\text{эф}} \sum_k \beta_k C_k(t); \quad (6)$$

$$\frac{1}{\lambda_k} \dot{C}_k + C_k = P.$$

Отметим, что для процессов с характерным временем изменения мощности, много большим l_0 , уравнения (6) можно представить и в дифференциальной форме:

$$\Lambda \dot{P} = (\rho - \beta) P + \sum_{k \neq 0} \beta_k C_k; \quad (7)$$

$$\rho = 1 - k_{\text{эф}}^{-1}, \quad \beta = \sum_{k \neq 0} \beta_k, \quad \Lambda = \beta_0 / \lambda_0, \quad \beta_0 = 1 - \beta.$$

Параметры $\lambda_0, \beta_k, \lambda_k$ ($k \geq 1$) будем определять из условия описания сглаженной экспериментальной кривой $P_{\text{сгл}}(t)$ расчетным образом, т.е. с помощью решения уравнений (6) или (7). Поскольку решение этой задачи не является однозначным, наложим разумные физические ограничения на число варьируемых параметров и область их изменения. Два из них вытекают из неравенств (5):

$$d_1 \leq \ln \lambda_k \leq d_2, \quad k = 1, 2, \dots, N;$$

$$d_1 = -\ln t_{\text{max}}, \quad d_2 = \ln \frac{\dot{S}(t_{\text{min}})}{\rho - \beta_{\text{эф}}} - 1, \quad (8)$$

где $\beta_{\text{эф}}$ — эффективная доля ЗН.

Число N параметров λ_k оценим по аналогии с практикой описания ЗН. Как известно, хорошее описание ЗН дает 6-групповое приближение, в котором две группы ЗН охватывают область изменения времен жизни примерно на порядок. В логарифмическом масштабе это соответствует отрезку длиной $\sim 0,5 \ln 10$, приходящемуся на одну группу ЗН. Исходя из аналогичных соображений, будем определять N следующим образом:

$$N = 2 \left[E \left(\frac{d_2 - d_1}{h_E} \right) + 1 \right].$$

Здесь E — символ целой части числа, $h_E = 0,5 \ln 12$. Множитель 2 соответствует тому, что группу долгоживущих нейтронов g с временем жизни l_g мы описываем двумя экспонентами:

$$B_g(\tau) = \beta_{2g} \lambda_{2g} \exp\{-\lambda_{2g}\tau\} + \beta_{2g-1} \lambda_{2g-1} \exp\{-\lambda_{2g-1}\tau\} \geq 0;$$

$$\tau \geq 0, \beta_{2g} \lambda_{2g} + \beta_{2g-1} \lambda_{2g-1} = 0, g = 1, 2, \dots, N/2; \quad (9)$$

$$l_g = 1/\lambda_{2g} + 1/\lambda_{2g-1},$$

чтобы удовлетворить условию $B_g(0) = 0$. Распределим $\ln \lambda_k$ на отрезке (d_1, d_2) с помощью соотношения

$$\ln \lambda_k = d_1 + (d_2 - d_1) \left(1 - \frac{k - 0,5}{N}\right)^\sigma, \quad k = 1, 2, \dots, N$$

и будем считать σ и β_k варьируемыми параметрами, подлежащими определению из экспериментальных данных. Таким образом, полное число независимых варьируемых параметров равно $N/2 + 1$, так как в силу соотношения (9) лишь половина всех β_k ($k = 1, 2, \dots, N$) являются независимыми. Параметр λ_0 будем определять с помощью выражения

$$\lambda_0 = \frac{1 - \beta}{\rho - \beta} \dot{S}(t_{\min}), \quad \dot{S} \equiv \dot{P}_{\text{срл}} / P_{\text{срл}}.$$

Для наших целей этого приближения достаточно, поскольку часть параметров λ_k , определяемых соотношением (8), соответствуют быстрым нейтронам.

Варьируемые параметры находятся в процессе минимизации функционала

$$\Phi_3 = \sum_{i=I_{\min}}^{I_{\max}} [P(t_i) / P_{\text{срл}}(t_i) - 1]^2,$$

где $P(t)$ — решение уравнения (4), нормированное условием

$$\int_{t_{\min}}^{t_{\max}} dt P(t) = \int_{t_{\min}}^{t_{\max}} dt P_{\text{срл}}(t).$$

Интегрирование уравнения (4) начинается с момента времени $t_0 - \Theta_0$ при нулевых начальных условиях и выполняется следующим образом:

$$\bar{S}_1(t+h) = \sum_k \beta_k H(-\lambda_k h);$$

$$\bar{C}_k(t+h) = C_k(t) e^{-\lambda_k h} + P(t) \cdot D(-\lambda_k h);$$

$$\bar{S}_2(t+h) = \sum_k \beta_k \bar{C}_k(t+h);$$

$$P(t+h) = [k_{\text{эф}} \bar{S}_2(t+h) + Q] / [1 - k_{\text{эф}} \bar{S}_1(t+h)];$$

$$C_k(t+h) = \bar{C}_k(t+h) + P(t+h) \cdot H(-\lambda_k h).$$

Здесь $Q = Y_0/\Theta_0$ при $t+h \leq t_0$ и $Q = 0$ при $t+h > t_0$. В этой неявной разностной схеме, основанной на линейной интерполяции искомой мощности $P(t)$ на отрезке $(t, t+h)$, функции

$$D(x) \equiv \frac{e^x - 1}{x} - e^x; \quad H(x) \equiv 1 - \frac{e^x - 1}{x}$$

простым образом выражаются через функции $C_n(x)$ работы [5], где и описаны устойчивые методы их вы-

числения, которые необходимо использовать при малых x .

Схема минимизации аналогична описанной в предыдущем разделе схеме, используемой при сглаживании экспериментальных данных. $N/2$ параметров β_k ($k = 2, 4, \dots, N$) варьируются при фиксированном σ с ограничением $\beta_k \geq 0$. На следующем "уровне минимизации" оптимизируется параметр σ . Начальное приближение для параметров β_k получается равномерным наращиванием их от нуля до значения, при котором начинает выполняться неравенство $P(t_{\max}) \geq P_{\text{срл}}(t_{\max})$ при условии $P(t_{\min}) = P_{\text{срл}}(t_{\min})$. Начальное значение параметра $\sigma = 1$ соответствует равномерному распределению параметров λ_k ($k > 0$) в логарифмическом масштабе.

АПРОБАЦИЯ НА ОГРАНИЧЕННОЙ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ВЫБОРКЕ

Практические возможности описанной методики были изучены на выборке из четырех импульсных экспериментов, проведенных на быстром импульсном реакторе. Форма исходных данных относится к типу 1 — мгновенные значения мощности с точностью до постоянного множителя. В трех экспериментах спады мощности после срабатывания иницирующего импульсного источника нейтронов измерены на реакторе без загрузки как при отрицательной реактивности (два эксперимента), так и при положительной. В четвертом эксперименте спад мощности измерен при положительной реактивности на реакторе с загрузкой образцом из полиэтилена.

При обработке данных фиксированными полагались параметры ЗН ($\beta_{\text{эф}} = 0,0075$) и параметры долгоживущих нейтронов с энергией меньше 100 эВ, отраженных от стен реакторного зала (эффективная доля таких нейтронов была оценена как 0,000425). Для определения указанных фиксированных параметров были использованы расчетные методы, описанные в работах [1, 6]. Методологически выделение фиксированных параметров преследует цель наложения физических ограничений на область поиска значений персменных параметров нейтронов, обусловленных загрузками. Условия проведения обработки характеризуются следующими параметрами (табл. 1): t_{\max} — временная граница, до которой проводилась обработка экспериментальных данных; параметр N_g — число ненулевых эффективных групп долгоживущих нейтронов, характеристики которых извлечены из экспериментов; δ — среднеквадратичное относительное отклонение расчетной мощности $P(t)$ от сглаженной экспериментальной $P_{\text{срл}}(t)$:

$$\delta = \sqrt{\frac{I_{\max}}{\sum_{i=I_{\min}}^{I_{\max}} [P(t_i) / P_{\text{срл}}(t_i) - 1]^2} / (I_{\max} - I_{\min} + 1)}.$$

Таблица 1. Параметры, характеризующие условия обработки экспериментальных данных

Индекс эксперимента	$\rho_{\text{эксп}}/\beta_{\text{эф}}$	$t_{\text{шах}}, \text{ мкс}$	N_g	$\delta, \%$
1	0,22	296	4	3,7
2	-0,145	268	4	1,7
3	-0,496	234	5	2,6
3,1	-0,45	234	5	2,5
4	0,212	456	5	3,2

В рамках обработки третьего эксперимента исследовано влияние погрешности в исходной реактивности на определяемые параметры нейтронов. Индексом 3 в табл. 1 обозначен основной вариант, а индексом 3,1 — вариант с $\rho_{\text{эксп}}$, искусственно увеличенной на $\sim 0,05 \beta_{\text{эф}}$. Фиксированные и нефиксированные (определяемые из экспериментальных распределений) параметры использовались для нахождения расчетных зависимостей $\rho(\alpha)$ в области $\rho > \beta_{\text{эф}}$ (α — обратный период разгона мощности).

Расчеты проводились с использованием соотношения

$$\rho = 1 - k_{\text{эф}}^{-1} = 1 - \sum_k \frac{\beta_k \lambda_k}{\alpha + \lambda_k} \approx \beta + \alpha \Lambda - \sum_{k \neq 0} \frac{\beta_k \lambda_k}{\alpha + \lambda_k}; \quad (10)$$

$$\Lambda \equiv \beta_0/\lambda_0, \quad \beta_0 = 1 - \beta, \quad \beta = \sum_{k \neq 0} \beta_k.$$

Результаты расчетов по соотношению (10) сведены в табл. 2.

Таблица 2. Расчетные значения зависимостей $\rho/\beta_{\text{эф}}$ для экспериментальной выборки

$\alpha, \text{ мкс}^{-1}$	Индекс эксперимента				
	1	2	3	3,1	4
0,0005	1,0388	1,0417	1,0422	1,0420	1,0485
0,0010	1,0537	1,0587	1,0599	1,0596	1,0726
0,0015	1,0647	1,0714	1,0733	1,0728	1,0927
0,0020	1,0742	1,0821	1,0848	1,0842	1,1110
0,0025	1,0829	1,0917	1,0951	1,0943	1,1283
0,0020	1,0909	1,1006	1,1047	1,1037	1,1449
0,0035	1,0986	1,1088	1,1136	1,1124	1,1610
0,0040	1,1059	1,1166	1,1220	1,1207	1,1766
0,0045	1,1130	1,1241	1,1301	1,1286	1,1919
0,0050	1,1199	1,1313	1,1378	1,1361	1,2069
0,0060	1,1333	1,1450	1,1526	1,1505	1,2362
0,0070	1,1461	1,1581	1,1666	1,1642	1,2647
0,0080	1,1586	1,1707	1,1800	1,1773	1,2925
0,0090	1,1648	1,1829	1,1930	1,1899	1,3191
0,0100	1,1828	1,1948	1,2056	1,2022	1,3465
0,0120	1,2063	1,2181	1,2299	1,2259	1,3986
0,0140	1,2292	1,2406	1,2534	1,2488	1,4491
0,0160	1,2516	1,2626	1,2763	1,2711	1,4983
0,0180	1,2737	1,2843	1,2987	1,2928	1,5464
0,0200	1,2956	1,3057	1,3207	1,3142	1,5934

Анализ данных табл. 2 с позиций перспектив практического использования показывает, что

1. Значительные различия в исходных реактивностях при измерениях на реакторе без загрузки слабо повлияли на расчетные зависимости $\rho(\alpha)$. Однако при требуемой на практике точности оценки прогнозирования $\sim 0,003 \beta_{\text{эф}}$ различие все-таки заметно.

2. Вариация исходной реактивности $\rho_{\text{эксп}} = -0,496 \beta_{\text{эф}}$ на 10% практически не повлияла на результаты расчета $\rho(\alpha)$. Если за точку отсчета принять $\rho = \beta_{\text{эф}}$, этого в принципе и следовало ожидать. Относительно $\rho = \beta_{\text{эф}}$ исходная реактивность равна $-1,496 \beta_{\text{эф}}$, а избыточная реактивность не превышает $+0,32 \beta_{\text{эф}}$, т.е. при изменении исходной реактивности на $0,05 \beta_{\text{эф}}$ пропорциональное изменение избыточной реактивности оценивается значением $0,01 \beta_{\text{эф}}$ (фактически имеем $0,0065 \beta_{\text{эф}}$). Таким образом, погрешность в значениях $\rho_{\text{эксп}}$ не является основной причиной систематического сдвига численных значений при изменении $\rho_{\text{эксп}}$ от $+0,22 \beta_{\text{эф}}$ до $-0,496 \beta_{\text{эф}}$. Представляется целесообразным расширить область экспериментальных исследований до $\rho_{\text{эксп}} \sim 0,7 + 0,9 \beta_{\text{эф}}$ с целью повышения информативности исследуемого спада мощности за счет увеличения временного интервала, используемого для анализа.

3. Наличие замедляющей загрузки выявляется однозначно. Для уточнения количественной согласованности целесообразно проведение соответствующих импульсных экспериментов на реакторе.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Создан пакет программ, позволяющих проводить сглаживание данных, полученных в импульсном эксперименте при реактивности $\rho_{\text{эксп}}$, меньшей эффективной доли запаздывающих нейтронов $\beta_{\text{эф}}$, и определять эффективные параметры точечной кинетики, необходимые для прогнозирования поведения реактора при $\rho > \beta_{\text{эф}}$.

Практическая апробация методики осуществлена на ограниченной экспериментальной выборке, полученной на быстром импульсном реакторе. Показано, что найденные эффективные параметры нейтронной кинетики с хорошей точностью воспроизводят исходные экспериментальные данные и дают удовлетворительно согласующийся прогноз для неизменной конфигурации реактора и изменяемых исходных реактивностей, используемых для проведения импульсного эксперимента.

Полученные результаты показывают перспективность описанной методики для решения задачи оперативного прогнозирования в условиях переменных нагрузок, влияющих на кинетические характеристики реактора. В то же время требуется дальнейшее совер-

шенствование экспериментально-расчетной методики прогнозирования, в первую очередь в части повышения информативности экспериментальных данных.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

1. Хоружий В.Х., Колесов В.Ф. О некоторых численных методах расчета быстрых импульсных реакторов. — ВАНТ. Сер. Импульсные реакторы и простые критические сборки, 1987, вып. 1, с. 12—21.
2. Хоружий В.Х., Кошелев А.С., Колесов В.Ф. Интегрирование уравнений кинетики импульсного реактора на быстрых нейтронах жестко-устойчивыми методами Гира. — ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 1989, вып. 1, с. 8—14.
3. Кувшинов М.И., Чередник П.Ф., Рудаков Г.П. и др. Влияние блоков замедлителя на характеристики импульсного реактора БИР. — ВАНТ. Сер.

Импульсные реакторы и простые критические сборки, 1987, вып. 1, с. 32—41.

4. Лоусон Ч., Хенсон Р. Численное решение задач метода наименьших квадратов. — М.: Наука, 1986.
5. Флэтт Г. Расчеты кинетики реактора. — В кн.: Вычислительные методы в физике реакторов. — М.: Атомиздат, 1972, с. 277—320.
6. Хоружий В.Х., Колесов В.Ф. К расчету полей отраженных нейтронов и нейтронов утечки с помощью методов инвариантного погружения и сложения. — ВАНТ. Сер. Импульсные реакторы и простые критические сборки, 1987, вып. 1, с. 3—11.

Статья поступила в редакцию
14 июня 1991 г.

Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 1991, вып. 4, с. 26—31.

УДК 621.039.514:539.377

РАСЧЕТ ТЕМПЕРАТУР И ДЕФОРМАЦИЙ В ГЕРМЕТИЗИРУЮЩИХ ЧЕХЛАХ ИМПУЛЬСНЫХ ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ

В.Ф. Колесов, В.Х. Хоружий
ВНИИЭФ, Арзамас-16

Приведены методика и некоторые результаты расчетов пространственно-временных распределений температуры и деформаций в герметизирующих чехлах импульсных ядерных реакторов.

TEMPERATURE AND DEFORMATION CALCULATION IN SEALING COVERS OF PULSED NUCLEAR REACTORS. V.F. KOLESOV, V.Kh. KHORUZHII. Method and some calculation data of time and space distribution of temperature and deformation in sealing covers of pulsed nuclear reactors have been presented.

ВВЕДЕНИЕ

Распространенным средством защиты элементов активной зоны (АЗ) импульсных ядерных реакторов (ИЯР) от коррозии являются герметичные антикоррозионные чехлы, выполняемые обычно из нержавеющей стали. Этот способ защиты АЗ успешно используется в ИЯР БИР, БР-1, ТИБР и др. [1]. В некоторых ИЯР, например в БИГР [1], защита топлива от коррозии осуществляется единым для всей АЗ герметичным корпусом.

Чехлы и корпус в ИЯР подвергаются воздействию переменных во времени и пространстве температур и квазистатических термических напряжений, которые могут приводить к выпучиванию, короблению и даже разгерметизации чехлов. Однако к реальным осложнениям в работе ИЯР эти явления до настоящего времени не приводили, хотя и были замечены единичные случаи помех с этой стороны [2].

Ранее расчеты полей температур и деформаций в чехлах ИЯР у нас не проводились, поскольку в этом не было настоятельной необходимости. Было очевидно, что подобные расчеты, если их проводить с при-

емлемой точностью, весьма сложны ввиду довольно непростой по геометрии и структуре композиции топливных элементов и чехла, разделенных газовыми прослойками. Однако в настоящее время в связи с повышением требований к безопасности ядерных устройств такие расчеты стали необходимыми. Описание методики и некоторых результатов этих расчетов и составляет содержание данной статьи.

Рассматривалась унифицированная структура цилиндрической АЗ ИЯР, составленной из нескольких блоков в форме дисков с большими осевыми полостями. Блоки представляют собой или диски из топливного материала, как, например, в реакторе БИР, или группы коаксиально расположенных относительно друг друга тонкостенных топливных колец, как в бустер-реакторе БР-1. Каждый блок заключен в герметичный защитный чехол. Между соседними топливными кольцами, кольцами и чехлами имеются зазоры, достаточные для свободного теплового расширения колец с учетом возбуждения в них колебаний при динамическом тепловом ударе. Свободное пространство внутри чехлов заполнено гелием [1, 2].

На рис. 1 представлены варианты конфигурации блока АЗ ИЯР в осевом разрезе. Чехлы имеют форму пустотелых колец, прямоугольных в поперечном сечении, с неодинаковой, вообще говоря, толщиной стенок в различных участках.

Расчеты проводились в два этапа. На первом этапе в результате решения нестационарной задачи теплопроводности для комбинации из двух соседних блоков АЗ, сообщающихся через тонкий воздушный зазор между их чехлами, рассчитывалось пространственно-временное распределение температуры в элементах блоков.

На втором этапе с использованием найденных на первом этапе распределений для температуры, фиксируемых в определенные моменты времени, решалась задача термоупругости для чехлов, рассматриваемых в данном случае изолированными как от чехлов соседних блоков, так и от топливных элементов собственного блока. В результате определялись деформации, напряжения и изгибающие моменты в чехлах.

Обе задачи решались в осесимметричном приближении с постоянными, т.е. не зависящими от температуры теплофизическими и механическими характеристиками среды.

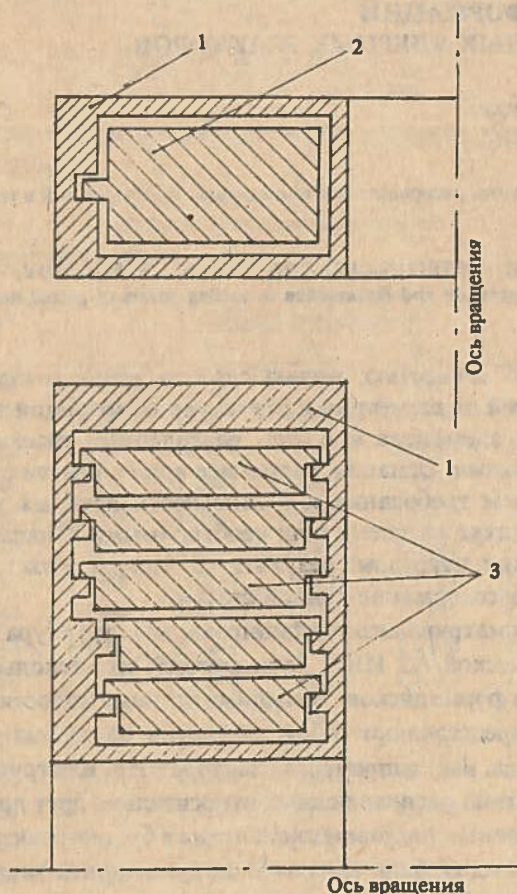


Рис. 1. Варианты конфигурации блока АЗ ИЯР: 1 — герметизирующие чехлы; 2 — диск из топливного материала; 3 — кольца из топливного материала

УРАВНЕНИЯ НЕСТАЦИОНАРНОЙ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ ДЛЯ БЛОКОВ АЗ. МЕТОД РЕШЕНИЯ УРАВНЕНИЙ

В задаче первого этапа учитывалось наличие зазоров между топливными кольцами и чехлами, а также между самими кольцами. Зазоры полагались не зависящими от температуры. Комбинация топливных колец в блоке, перемежаемых заполненными гелием зазорами, рассматривалась как сплошной массив топливного материала с пониженными вследствие учета зазоров между кольцами теплоемкостью и теплопроводностью. Малые перепады температуры по толщине чехлов, а также по высоте топливных колец не учитывались, т.е. распределение температуры в этих направлениях в каждом из элементов блока принималось однородным. Предполагалось, что теплоотвод от АЗ осуществляется посредством естественной конвекции воздуха и лучистого теплообмена со средой на внешних боковой и торцевых поверхностях цилиндрической АЗ, естественной конвекции воздуха в некоторых щелях между блоками АЗ, а также посредством оттока тепла через элементы крепления АЗ на стенде.

Было принято, что через гелиевые зазоры внутри чехлов тепло передается посредством теплопроводности газа. Имеющие место в некоторых блоках разнотолщинность отдельных участков торцевых пластин чехлов и различие в высотах топливных колец в расчетах температуры учитывались не прямо, а только косвенно путем пропорционального высоте колец понижения плотности источников тепла в коротких кольцах. Сами же топливные кольца и торцевые пластины чехлов входили в расчетную модель одинаковыми по высоте и однородными по толщине элементами.

Коэффициенты теплоотдачи, связанные с естественной конвекцией воздуха, определялись на основании эмпирических критериальных зависимостей:

$$Nu = 0,134 Gr^{0,33} \quad (1)$$

— для боковой и торцевых поверхностей цилиндрической АЗ ИЯР [3] ($\alpha^{(1)}$, $\alpha^{(2)}$);

$$Nu = \frac{1}{24} \frac{B}{H} GrPr \quad (2)$$

— для торцевых поверхностей блоков в щелях между ними [4] ($\alpha^{(3)}$)

и представлялись в виде

$$\alpha^{(1)} \approx \alpha^{(2)} = \bar{\alpha}_1 \Theta^{0,33}; \quad \alpha^{(3)} = \bar{\alpha}^{(3)} \Theta,$$

где Nu , Gr , Pr — критерии Нуссельта, Грасгофа и Прандтля; B — ширина щели между блоками АЗ; H — эффективная высота торцевой поверхности блока; Θ — температура поверхности, отсчитываемая от температуры окружающей среды.

Теплоотвод с единицы поверхности, связанный с излучением, записывался как $\alpha_2 [(\Theta + 293)^4 - (293)^4]$.

Коэффициент теплоотдачи α_3 , связанный с оттоком тепла через элементы крепления АЗ на стенде,

предполагался не зависящим от температуры (принято, что этот источник потерь тепла действует лишь на боковой внешней поверхности АЗ и распределен по этой поверхности равномерно).

Источники тепла представлялись выражениями

$$\psi(\vec{r}, t) = n(t) \cdot f(\vec{r}), \quad (3)$$

где $n(t)$ — мощность реактора, а $f(\vec{r})$ — усредненное по высоте топливных колец или диска радиальное распределение источников тепла, свое для каждого блока.

Модель двух температурно-связанных блоков АЗ, учитывающая отмеченные выше упрощения, показана на рис. 2. Связь блоков осуществляется через воздушный промежуток. В случае расчета одного или двух изолированных блоков коэффициент связи ξ полагается равным нулю.

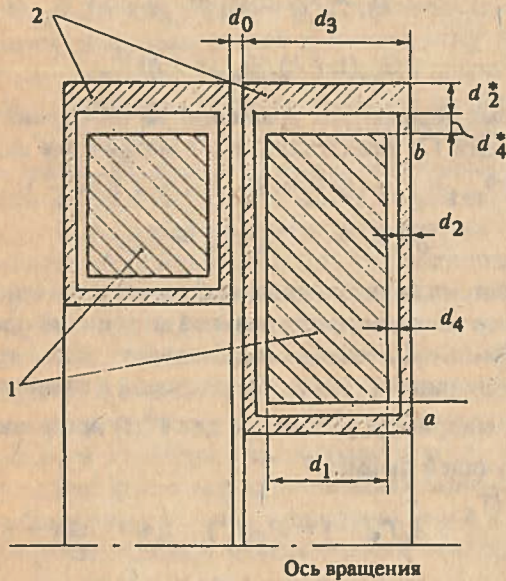


Рис. 2. Модель двух температурно-связанных блоков АЗ ИЯР: 1 — топливные массивы; 2 — герметизирующие чехлы

Система уравнений нестационарной теплопроводности для блоков, показанных на рис. 2, имеет вид — для правого блока:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Theta_1}{\partial t} &= \frac{\chi_2}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \Theta_1}{\partial r} \right) + \rho_2 (\Theta_2 - \Theta_1) + \xi_1 (T_3 - \Theta_1); \\ \frac{\partial \Theta_2}{\partial t} &= \frac{\chi_1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \Theta_2}{\partial r} \right) - \rho_1 (2\Theta_2 - \Theta_1 - \Theta_3) + \frac{1}{c_1} \psi^{(1)}(r, t); \\ \frac{\partial \Theta_3}{\partial t} &= \frac{\chi_2}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \Theta_3}{\partial r} \right) + \rho_2 (\Theta_2 - \Theta_3) - \rho_3 \Theta_3^{1,33} - \\ &\quad - \rho_4 [(\Theta_3 + 293)^4 - (293)^4]; \\ \frac{\partial \Theta_4}{\partial t} &= \rho_5 [\Theta_2(a) - \Theta_4] + \rho_6 \left(\frac{\partial \Theta_1}{\partial r} + \frac{\partial \Theta_3}{\partial r} \right) \Big|_{r=a}; \\ \frac{\partial \Theta_5}{\partial t} &= \rho_8 [\Theta_2(b) - \Theta_5] + \rho_8^{(1)} \left(\frac{\partial \Theta_1}{\partial r} + \frac{\partial \Theta_3}{\partial r} \right) \Big|_{r=b} - \\ &\quad - \rho_3^{(1)} \Theta_5^{1,33} - \rho_4^{(1)} [(\Theta_5 + 293)^4 - (293)^4] - \sigma_2 \Theta_5; \end{aligned} \quad (4)$$

при нулевых начальных условиях и при граничных условиях

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Theta_2}{\partial r}(a) &= \rho_7 [\Theta_2(a) - \Theta_4], \quad \Theta_1(a) = \Theta_4, \quad \Theta_3(a) = \Theta_4; \\ \frac{\partial \Theta_2}{\partial r}(b) &= -\rho_9 [\Theta_2(b) - \Theta_5], \quad \Theta_1(b) = \Theta_5, \quad \Theta_3(b) = \Theta_5; \end{aligned} \quad (5)$$

— для левого блока:

$$\frac{\partial T_1}{\partial t} = \frac{\chi_2}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T_1}{\partial r} \right) + \rho_2^*(T_2 - T_1) - \sigma_1^* T_1^2; \quad (6a)$$

$$\frac{\partial T_2}{\partial t} = \frac{\chi_1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T_2}{\partial r} \right) - \rho_1^* (2T_2 - T_1 - T_3) + \frac{1}{c_1} \psi^{(2)}(r, t); \quad (6b)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial T_3}{\partial t} &= \frac{\chi_2}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T_3}{\partial r} \right) + \rho_2^* (T_2 - T_3) - \\ &\quad - \sigma_1^* T_3^2 - \xi_1^* (T_3 - \Theta_1); \end{aligned} \quad (6b)$$

$$\frac{\partial T_4}{\partial t} = \rho_5^* [T_2(a_1) - T_4] + \rho_6^* \left(\frac{\partial T_1}{\partial r} + \frac{\partial T_3}{\partial r} \right) \Big|_{r=a_1}; \quad (6r)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial T_5}{\partial t} &= \rho_8^* [T_2(b_1) - T_5] - \rho_8^{(1)*} \left(\frac{\partial T_1}{\partial r} + \frac{\partial T_3}{\partial r} \right) \Big|_{r=b_1} - \\ &\quad - \rho_3^{(1)*} T_5^{1,33} - \rho_4^{(1)*} [(T_5 + 293)^4 - (293)^4] - \sigma_2^* T_5; \end{aligned} \quad (6d)$$

при нулевых начальных условиях и при граничных условиях

$$\frac{\partial T_2}{\partial r}(a_1) = \rho_7^* [T_2(a_1) - T_4], \quad T_1(a_1) = T_4, \quad T_3(a_1) = T_4; \quad (7)$$

$$\frac{\partial T_2}{\partial r}(b_1) = -\rho_9^* [T_2(b_1) - T_5], \quad T_1(b_1) = T_5, \quad T_3(b_1) = T_5.$$

В уравнениях (4) — (7) введены обозначения: Θ — температура элементов в правом блоке (см. рис. 2); $\Theta_1, \Theta_3, \Theta_4, \Theta_5$ — температура чехла на левом и правом торцах, на внутреннем и внешнем цилиндрах соответственно; Θ_2 — температура топливного массива; $T_1 - T_5$ — температура тех же элементов в левом блоке (Θ, T отсчитываются от температуры окружающей среды); χ_1, χ_2 — коэффициенты теплопроводности топливного массива (эффективный) и чехлов; c_1, c_2 — удельная теплоемкость топливного массива (эффективная) и чехлов; a, b, a_1, b_1 — внутренний и внешний радиусы топливного массива в правом и левом блоках соответственно;

$$\begin{aligned} \rho_1 &= \frac{\nu^{(1)}}{c_1 d_1}; \quad \rho_2 = \frac{\nu^{(1)}}{c_2 d_2}; \quad \rho_3 = \frac{\bar{\alpha}_1}{c_2 d_2}; \quad \rho_4 = \frac{\alpha_2}{c_2 d_2}; \\ \rho_5 &= \frac{\nu^{(1)} d_1}{c_2 d_2 d_3}; \quad \rho_6 = \frac{\lambda_2}{c_2 d_2}; \quad \rho_7 = \frac{\nu^{(1)}}{\lambda_1}; \quad \rho_8 = \frac{\nu^{(1)} d_1}{c_2 d_2 d_3}; \\ \rho_9 &= \frac{\nu^{(1)*}}{\lambda_1}; \quad \rho_3^{(1)} = \frac{\bar{\alpha}_1}{c_2 d_2^*}; \quad \rho_4^{(1)} = \frac{\alpha_2}{c_2 d_2^*}; \quad \rho_6^{(1)} = \frac{\lambda_2 d_2}{c_2 d_3 d_2^*}; \end{aligned}$$

$$\xi_1 = \frac{\nu^{(2)}}{c_2 d_2}.$$

(ξ_1 отлично от нуля лишь в тех областях торцевых поверхностей чехлов, которые граничат со щелью между блоками); $\sigma_1 = \bar{\alpha}^{(3)}/c_2 d_2$; $\sigma_2 = \alpha_3/c_2 d_2^*$; $\nu^{(1)} = \lambda_3/d_4$; $\nu^{(1)*} = \lambda_3/d_4^*$; $\nu^{(2)} = \lambda_4/d_0$; ξ_1^* , σ_1^* , σ_2^* , ρ_1^* , ..., ρ_9^* , $\rho_3^{(1)*}$, $\rho_4^{(1)*}$, $\rho_6^{(1)*}$ — коэффициенты в уравнениях для левого блока, аналогичные коэффициентам ξ_1 , σ_1 , σ_2 , ρ_1 , ...; $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \lambda_4$ — коэффициенты теплопроводности (эффективный) топливного массива, материала чехлов, гелия и воздуха соответственно; d_0 — ширина воздушного зазора между блоками (остальные обозначения см. на рис. 2).

Система уравнений (3)–(7) сводилась к системе обыкновенных дифференциальных уравнений первого порядка и решалась численно. Способ построения разностной схемы поясняется на примере уравнений (6в) и (6д). Уравнение (6в) представлялось в виде

$$\frac{\partial T_3}{\partial t} + \lambda_3 T_3 = \chi_2 \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r G_3) + R_3(r, t);$$

$$\lambda_3 \equiv \rho_2^* + \xi_1^*; \quad (8)$$

$$R_3(r, t) \equiv \rho_2^* T_2 - \sigma_1^* T_3^2 + \xi_1^* \Theta_1;$$

$$G_3(r, t) \equiv \partial T_3 / \partial r.$$

Решая формально уравнение (8) по времени, можно записать

$$T_3(r, t+h) = T_3(r, t) e^{-\lambda_3 h} + \int_t^{t+h} dt^1 e^{-\lambda_3(t-t^1+h)} \left\{ \chi_2 \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} [r G_3(r, t^1)] + R_3(r, t^1) \right\}. \quad (9)$$

Линейное интерполирование функций $G_3(r, t^1)$, $R_3(r, t^1)$ под знаком интеграла на промежутке времени $(t, t+h)$ позволяет вычислить интеграл

$$T_3(r, t+h) = T_3(r, t) e^{-\lambda_3 h} + D(-\lambda_3 h) \left\{ \chi_2 \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} [r G_3(r, t)] + R_3(r, t) \right\} + H(-\lambda_3 h) \left\{ \chi_2 \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} [r G_3(r, t+h)] + R_3(r, t+h) \right\}; \quad (10)$$

$$D(x) \equiv -\frac{h}{x} \left(\frac{e^x - 1}{x} - e^x \right);$$

$$H(x) \equiv -\frac{h}{x} \left(1 - \frac{e^x - 1}{x} \right).$$

Функции $D(x)$, $H(x)$ простым образом связаны с функциями $C_n(x)$, определяемыми в работе [5], где описаны и устойчивые методы вычисления $C_n(x)$.

После умножения уравнения (10) на r , интегрирования этого уравнения (а также уравнения $G_3 = \partial T_3 / \partial r$) по r от r_i до $r_{i+1} = r_i + \Delta r$ и аппроксими-

мирования возникающих интегралов с помощью формулы трапеций было получено

$$G_{3,i}(t+h) + G_{3,i+1}(t+h) = \frac{2}{\Delta r} [T_{3,i+1}(t+h) - T_{3,i}(t+h)];$$

$$r_i T_{3,i}(t+h) + r_{i+1} T_{3,i+1}(t+h) = D(-\lambda_3 h) \left\{ \chi_2 \frac{2}{\Delta r} [r_{i+1} G_{3,i+1}(t) - r_i G_{3,i}(t)] + r_i R_{3,i}(t) + r_{i+1} R_{3,i+1}(t) \right\} + H(-\lambda_3 h) \left\{ \chi_2 \frac{2}{\Delta r} [r_{i+1} G_{3,i+1}(t+h) - r_i G_{3,i}(t+h)] + r_i R_{3,i}(t+h) + r_{i+1} R_{3,i+1}(t+h) \right\}. \quad (11)$$

Аналогично строилась разностная схема для первых двух уравнений из (6). Далее вводился вектор искомых функций

$$V_i \equiv [T_{1,i}(t+h), T_{2,i}(t+h), T_{3,i}(t+h), G_{1,i}(t+h); G_{2,i}(t+h), G_{3,i}(t+h)]^T, \quad (12)$$

и система первых трех уравнений из (6) с граничными условиями (7) представлялась в матричном виде

$$\mathcal{P}_{i+1} V_{i+1} - Q_i V_i = F_{i+1}, \quad 1 \leq i \leq N-1;$$

$$\mathcal{P}_1 V_1 = F_1, \quad Q_N V_N = F_{N+1}. \quad (13)$$

Система двухточечных векторных уравнений (13) решается методом ортогональной матричной прогонки [6]. При этом необходимо обеспечить параллельный расчет функций $T_4(t)$, $T_5(t)$, входящих в граничные условия. Например, уравнение для $T_5(t)$ представляется в следующей форме:

$$\frac{dT_5}{dt^1} + \lambda_4 T_5(t^1) = R_5(t^1), \quad t \leq t^1 \leq t+h;$$

$$\lambda_5 \equiv \rho_8^* + \sigma_2^* + \rho_3^{(1)*} \left| \frac{T_5(t) + T_5(t+h)}{2} \right|^{0,33}; \quad (14)$$

$$R_5(t) \equiv \rho_8^* T_{2,N} - \rho_6^{(1)*} (G_{1,N} + G_{3,N}) - \rho_4^{(1)*} [(T_5 + 293)^4 - (293)^4].$$

С помощью операций, аналогичных использованным при выводе (10), получено

$$T_4(t+h) = T_4(t) e^{-\lambda_4 h} + D(-\lambda_4 h) R_4(t) + H(-\lambda_4 h) R_4(t+h);$$

$$T_5(t+h) = T_5(t) e^{-\lambda_5 h} + D(-\lambda_5 h) R_5(t) + H(-\lambda_5 h) R_5(t+h). \quad (15)$$

Совместное решение уравнений (13), (15) осуществляется в два этапа. На первом этапе

— находятся функции $T_4(t+h)$, $T_5(t+h)$ с помощью соотношений (15), в которых при вычислении λ_5 , $R_4(t+h)$, $R_5(t+h)$ полагаются $V(t+h) \approx V(t)$;

— находятся $\tilde{V}(t+h)$ с помощью подстановки функций $T_4(t+h)$, $T_5(t+h)$ в граничные условия системы векторных уравнений (13).

На втором этапе

— находятся уточненные значения $T_4(t+h)$, $T_5(t+h)$ с помощью соотношений (15), в которых при вычислении λ_5 , $R_4(t+h)$, $R_5(t+h)$ принимается $V(t+h) \approx \bar{V}(t+h)$;

— находятся $V(t+h)$ с помощью использования функций $T_4(t+h)$, $T_5(t+h)$ при решении системы (13).

МЕТОД РАСЧЕТА ДЕФОРМАЦИЙ В ГЕРМЕТИЗИРУЮЩИХ ЧЕХЛАХ

Расчет термических деформаций в чехлах выполнен в приближении осесимметричных тонких оболочек. При решении этой задачи учитывались все важные особенности геометрической формы чехлов, за исключением выступов на внутренних поверхностях чехлов, служащих опорами для топливных колец, и элементов фиксации блоков в конструкции АЗ, частично нарушающих осесимметричность задачи. Кроме того, как отмечалось выше, полученное здесь решение задачи деформаций относится к изолированному чехлу, и, таким образом, возможное механическое взаимодействие соседних чехлов в нем не учитывается.

Как известно, при расчетах деформаций и напряжений в рамках теории оболочек необходимо задавать не только обычные граничные условия, но и условия сшивки решений на границах перехода от одной выделенной чем-то области фигуры к другой. В обсуждаемой задаче в качестве внешних условий задавались равенство нулю осевых смещений середины (по высоте) внешней цилиндрической области чехла и сохранение на всех фазах деформации неизменным прямого угла между нормальными к цилиндрическим и торцевым поверхностям чехла в местах смычки этих областей. Было получено решение и при другом, а именно — шарнирном, варианте связи цилиндрических и торцевых поверхностей чехлов. Однако в основу анализа данной статьи положено первое решение, поскольку, как было показано, переход к шарнирной связи областей чехла не приводит к существенному изменению результатов, но влечет за собой значительное ухудшение сходимости итераций и увеличение затрат машинного времени на решение одной задачи.

В расчетах использовались полученные на основании методики предыдущего раздела пространственные распределения температуры в чехлах, относящиеся к заданным моментам времени.

Итак, на основании теории оболочек рассчитываются квазистатические осесимметричные деформации герметизирующего чехла, соответствующие его заданному разогреву $\theta(s)$. Предполагается, что чехол состоит из двух цилиндрических оболочек и двух круговых пластин. Схематическое изображение чехла и пояснение некоторых обозначений, используемых ниже, даны на рис. 3.

Осесимметричные уравнения для цилиндрической оболочки записываются в следующей форме [7]:

$$\begin{aligned} \frac{dT_1}{ds} = 0, \quad R \frac{dN_1}{ds} + T_2 = 0, \quad \frac{dM_1}{ds} + N_1 = 0; \\ T_1 = \frac{Eh}{1-\nu^2} [\epsilon_1 + \nu\epsilon_2 - (1+\nu)K\Theta]; \\ T_2 = \frac{Eh}{1-\nu^2} [\epsilon_2 + \nu\epsilon_1 - (1+\nu)K\Theta]; \\ \epsilon_1 = \frac{du}{ds}, \quad \epsilon_2 = \frac{w}{R}, \quad \gamma_1 = -\frac{dw}{ds}; \\ M_1 = -\frac{Eh^3}{12(1-\nu^2)} \frac{d\gamma_1}{ds}. \end{aligned} \quad (16)$$

Здесь s — переменная вдоль дуги образующей; T_1, T_2 — тангенциальные усилия; N_1 — перерезывающее усилие; M_1 — момент; ϵ_1, ϵ_2 — компоненты тангенциальной деформации; u — тангенциальная компонента перемещения (смещение вдоль образующей); w — прогиб (нормальное смещение по направлению к оси вращения); γ_1 — угол вращения относительно тангенциальной оси; R, h — радиус и толщина цилиндрической оболочки; E — модуль Юнга; ν, k — коэффициент Пуассона и коэффициент линейного расширения материала оболочки.

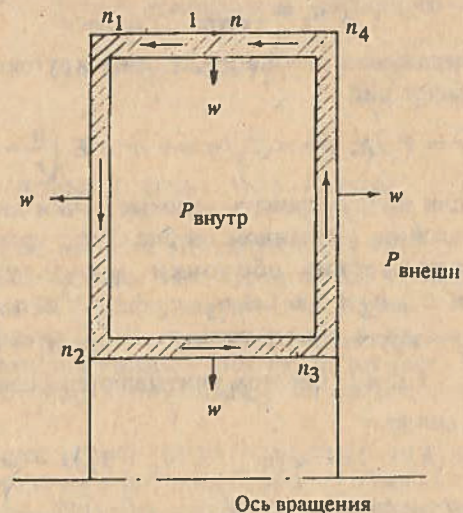


Рис. 3. Схематическое изображение герметизирующего чехла

Напряжения в цилиндрических оболочках вычисляются с помощью соотношений

$$\begin{aligned} \hat{s}s = T_1/h; \\ \hat{\varphi}\varphi = T_2/h = \nu \hat{s}s + E \left(-\frac{w}{R} - K\Theta \right). \end{aligned} \quad (17)$$

Осесимметричные уравнения для круговых пластин чехла записываются в нелинейной форме [8]

$$\begin{aligned} \frac{d}{dr} (rM_1) + rN_1 = M_2, \quad \frac{d}{dr} (rT_1) = T_2; \\ \frac{d}{dr} \{ r [N_1 + T_1(\gamma_1 + \bar{\gamma}_1)] \} = rq_2; \end{aligned}$$

$$T_1 = \frac{Eh}{1-\nu^2} [\varepsilon_1 + \nu\varepsilon_2 - (1+\nu)K\Theta];$$

$$T_2 = \frac{Eh}{1-\nu^2} [\varepsilon_2 + \nu\varepsilon_1 - (1+\nu)K\Theta]; \quad (18)$$

$$M_1 = \frac{Eh^3}{12(1-\nu^2)} (\varkappa_1 + \nu\varkappa_2); \quad M_2 = \frac{Eh^3}{12(1-\nu^2)} (\varkappa_2 + \nu\varkappa_1);$$

$$\gamma_1 = -\frac{dw}{dr}; \quad \tilde{\gamma}_1 = -\frac{d\tilde{w}}{d\tilde{r}};$$

$$\varepsilon_1 = \frac{du}{dr} + \frac{1}{2}\gamma_1^2 + \gamma_1\tilde{\gamma}_1; \quad \varepsilon_2 = u/r;$$

$$\varkappa_1 = \frac{d\gamma_1}{dr}; \quad \varkappa_2 = \gamma/r,$$

где M_1, M_2 — моменты (следует иметь в виду, что для круговой пластины перерезывающее усилие и моменты в работах [7, 8] отличаются знаком); \varkappa_1, \varkappa_2 — компоненты изгибной деформации; u — радиальное смещение; w — начальное нормальное смещение; $\tilde{\gamma}_1$ — начальный угол вращения относительно тангенциальной оси; h — толщина пластины (может быть неодинаковой в различных областях пластины); q_z — разность давлений внутри и вне чехла (положительное q_z стремится увеличить w)

$$q_z = P_{\text{внутр}} - P_{\text{внешн}} \quad (19)$$

Выражения для напряжений в круговых пластинах имеют вид

$$\hat{r}r = T_1/h; \quad \hat{\varphi}\hat{\varphi} = T_2/h = \nu\hat{r}r + E\left(\frac{u}{r} - K\Theta\right). \quad (20)$$

Если пронумеровать узловые точки индексом i в направлении, указанном на рис. 3, то уравнения для цилиндрической оболочки используются при $1 \leq i \leq n_1, n_2 + 1 \leq i \leq n_3, n_4 + 1 \leq i \leq n$, а уравнения для круговой пластины — при $n_1 + 1 \leq i \leq n_2, n_3 + 1 \leq i \leq n_4$. При этом учитываются физические условия сшивки:

$$w(n_1 + 1) = u(n_1); \quad u(n_1 + 1) = -w(n_1);$$

$$M_1(n_1 + 1) = M_1(n_1); \quad \gamma_1(n_1 + 1) = \gamma_1(n_1);$$

$$N_1(n_1 + 1) = T_1(n_1); \quad T_1(n_1 + 1) = N_1(n_1);$$

$$w(n_2 + 1) = -u(n_2); \quad u(n_2 + 1) = -w(n_2);$$

$$M_1(n_2 + 1) = -M_1(n_2); \quad \gamma_1(n_2 + 1) = -\gamma_1(n_2);$$

$$N_1(n_2 + 1) = T_1(n_2); \quad T_1(n_2 + 1) = -N_1(n_2); \quad (21)$$

$$w(n_3 + 1) = u(n_3); \quad u(n_3 + 1) = -w(n_3);$$

$$M_1(n_3 + 1) = -M_1(n_3); \quad \gamma_1(n_3 + 1) = \gamma_1(n_3);$$

$$N_1(n_3 + 1) = -T_1(n_3); \quad T_1(n_3 + 1) = -N_1(n_3);$$

$$w(n_4 + 1) = -u(n_4); \quad u(n_4 + 1) = -w(n_4);$$

$$M_1(n_4 + 1) = M_1(n_4); \quad \gamma_1(n_4 + 1) = -\gamma_1(n_4);$$

$$T_1(n_4 + 1) = N_1(n_4); \quad N_1(n_4 + 1) = -T_1(n_4).$$

Уравнения (16) для цилиндрической оболочки и уравнения (18) для круговой пластины были преобразованы к системам шести уравнений первого порядка для вектора искомых функций:

$$V^T = (w, u, M, \gamma, N, T);$$

$$(M, N, T) \equiv \frac{1}{E}(M_1, N_1, T_1); \quad \gamma \equiv \gamma_1. \quad (22)$$

Кроме того, нелинейная система уравнений (18) для круговой пластины была линеаризована. В итоге системы уравнений для цилиндрической оболочки и для круговой пластины приобретают вид

$$\left. \begin{aligned} \frac{dw}{ds} + \gamma &= 0; \\ \frac{du}{ds} - \frac{\nu}{R}w - \frac{1-\nu^2}{h}T &= (1+\nu)K\Theta; \\ \frac{d\gamma}{ds} + \frac{12(1-\nu^2)}{h^3}M &= 0; \\ \frac{dM}{ds} + N &= 0; \\ R\frac{dN}{ds} + \nu T - \frac{h}{R}w &= hK\Theta; \\ \frac{dT}{ds} &= 0; \end{aligned} \right\} \quad (23)$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{dw}{dr} + \gamma &= 0; \\ \frac{du}{ds} + \frac{\nu}{r}u + \gamma(\gamma_0 + \tilde{\gamma}_1) - \frac{1-\nu^2}{h}T &= \\ &= (1+\nu)K\Theta + \frac{\gamma_0^2}{2}; \\ \frac{d}{dr}(rM) - \nu M + rN - \frac{h^3}{12}\frac{\gamma}{r} &= 0; \\ \frac{d\gamma}{dr} + \frac{\nu\gamma}{r} - \frac{12(1-\nu^2)}{h^3}M &= 0; \\ \frac{d}{dr}(rT) - \nu T - \frac{h}{r}u &= -hK\Theta; \\ \frac{d}{dr}\{r[N + (\gamma_0 + \tilde{\gamma}_1)T]\} &= r\frac{q_z}{E}. \end{aligned} \right\} \quad (24)$$

Нелинейность исходной системы уравнений (18) приводит к необходимости использования итеративного процесса при решении уравнений (21), (23), (24). В первой итерации γ_0 полагается равной нулю, а в последующих итерациях в качестве γ_0 в уравнениях (24) используется функция γ , полученная в предыдущей итерации.

Разностная схема для уравнений (23), (24) строится путем интегрирования этих уравнений на отрезке $\Delta s(\Delta r)$ и применения формулы трапеций при вычислении интегралов. Так, например, для первого уравнения системы (23) получается

$$\frac{2}{\Delta s}(w_{i+1} - w_i) + \gamma_{i+1} + \gamma_i = 0.$$

Как начальная ($i = 1$), так и конечная ($i = n$) узловая точка представляют середину внешнего цилиндра, где искомые функции должны совпадать. Это достигается методом ортогональной прогонки [6] при заданных $w(1) = w(n)$, $u(1) = u(n) = 0$ (начало отсчета), $M(1) = M(n)$. Сами же значения $w(1)$, $M(1)$ определяются в процессе минимизации функционала

$$J_1[w(1), M(1)] = w_1[\gamma(1) - \gamma(n)]^2 + w_2[N(1) - N(n)]^2 + w_3[T(1) - T(n)]^2, \quad (25)$$

в котором $\gamma(1)$, $\gamma(n)$, $N(1)$, $N(n)$, $T(1)$, $T(n)$ находятся в результате серии прогонок (итерации по γ) с заданными $w(1) = w(n)$, $M(1) = M(n)$ [$u(1) = u(n) = 0$ всегда.]

Схему минимизации можно пояснить на примере, когда для краткости функционал (25) записывается в виде

$$J_1(x) = \sum_j f_j^2(x) \approx \sum_j [f_j(x^0) + \sum_i D_{ji}(x_i - x_i^0)]^2;$$

$$D_{ji} = \frac{1}{\Delta_i} [f_j(\dots, x_i^0 + \Delta_i, \dots) - f_j(\dots, x_i, \dots)].$$

Минимизация этого квадратичного функционала сводится, как известно, к решению системы линейных уравнений для x_i :

$$\frac{1}{2} \frac{\partial J_1}{\partial x_k} = \sum_j \left[f_j(x^0) + \sum_i D_{ji}(x_i - x_i^0) \right] D_{jk} = 0.$$

При этом x_i^0 — либо начальные значения, либо значения, полученные на предыдущем шаге минимизации. Указанная процедура в рассматриваемом случае обладает хорошей сходимостью.

В заключение раздела целесообразно привести формулу для оценки q_z (см. (19)). В начальный момент, при $\Theta(s) = 0$, q_z равно $q_z(0)$. В дальнейшем, однако, по мере разогрева топливных элементов в блоке, чехла и заполняющего чехол гелия q_z может заметно превысить $q_z(0)$.

Текущие значения q_z при изменении температуры блока существенно зависят от того, имеются или нет в конструкции блоков АЗ газовые ресиверы. При наличии ресиверов q_z зависит от соотношения газовых объемов в блоке АЗ и в ресивере, а также от скорости остывания гелия при перетекании его в ресивер и нагревания — при перетекании из ресивера в блок АЗ.

В отсутствие ресивера

$$P_{\text{внутр}} = P_{\text{внутр}}(0) \frac{T}{T_0},$$

где $P_{\text{внутр}}(0)$ — давление гелия в холодном блоке; T , T_0 — текущая и начальная температуры гелия в блоке АЗ.

При наличии ресивера связь $P_{\text{внутр}}$ с T имеет другой вид. Для этой связи существенно, что гелий, разогреваемый в блоке АЗ, при перетекании в ресивер

почти полностью остывает уже в перемычке, соединяющей блок с ресивером. Существенно и то, что при противоположном движении гелия из ресивера в блок АЗ, происходящем вследствие понижения температуры блока, например после импульса делений, холодный газ при поступлении в блок АЗ разогревается до квазиравновесной температуры практически мгновенно.

С учетом указанных факторов давление газа в системе "блок АЗ — ресивер" во всех случаях можно определять по формуле

$$P_{\text{внутр}} = P_{\text{внутр}}(0) \left(1 + \frac{v}{V}\right) \left(1 + \frac{vT_0}{VT}\right)^{-1}.$$

Здесь v, V — объемы, занимаемые гелием в блоке АЗ и в ресивере; T_0 — абсолютная температура гелия в ресивере (принята равной начальной температуре гелия в блоке АЗ).

Итак, в результате получено

$$q_z = \begin{cases} P_{\text{внутр}}(0) \frac{T}{T_0} - P_{\text{внешн}} & \text{в системе без ресивера;} \\ P_{\text{внутр}}(0) \left(1 + \frac{v}{V}\right) \left(1 + \frac{vT_0}{VT}\right)^{-1} - P_{\text{внешн}} & \text{в системе с ресивером.} \end{cases} \quad (26)$$

В конкретных расчетах температура гелия в блоке АЗ принималась равной температуре топливного массива при $r = b$, т.е.

$$T = [\Theta_2(b) + 293] \text{K}. \quad (27)$$

НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Конкретные расчеты выполнены для ИЯР с цилиндрическими блоками как первого, так и второго типа (см. рис. 1). Предполагалось, что полное число блоков в АЗ равно 5—10, внутренние объемы в блоках заполнены гелием и каждый блок имеет ресивер. Материал герметизирующих чехлов — нержавеющей сталь.

Наибольшее внимание уделялось расчетам температур и деформаций в крайних блоках и в блоках аварийной защиты. При решении задачи теплопроводности торцевой и примыкающий к нему блоки рассчитывались с учетом температурной связи, осуществляемой через узкий воздушный зазор между чехлами. Расчеты температур выполнялись с помощью численного решения уравнений (3)—(7), деформаций и напряжений — с помощью численного решения уравнений (16)—(18), (20), (26), (27).

Отметим лишь общие закономерности в поведении герметизирующих чехлов, вытекающие из результатов указанных расчетов.

Получено, что как в импульсном, так и в стационарном режиме работы ИЯР наблюдаются большие радиальные перепады температуры в торцевых пластинах герметизирующих чехлов. При импульсном режиме в этом аспекте ярко проявляется фактор медленности прогревания массивных внешних цилиндрических оболочек чехлов. Вследствие этого при импульсном режиме радиальный перепад температуры в

чехлах в основном приходится на участки торцевых пластин, непосредственно примыкающие к внешним цилиндрическим оболочкам.

Данные расчетов деформаций указывают на то, что как при импульсном, так и при стационарном режиме работы ИЯР, если только энерговыделение за импульс или мощность реактора поддерживаются на умеренном уровне, в чехлах ничего настораживающего не происходит. В этом случае наблюдаются примерно пропорциональные радиальным перепадам температуры и сравнительно небольшие по абсолютной величине деформации выпучивания торцевых пластин. В чехлах не происходит ничего опасного и при больших импульсах делений, и при высокой стационарной мощности, если внешние цилиндрические оболочки в них не слишком массивны или нет большого отличия в радиусах внешних и внутренних цилиндрических оболочек.

Серьезнее ситуация при слишком массивных внешних цилиндрических оболочках и при большом отличии радиусов внешних и внутренних цилиндрических оболочек. В этом случае чехлы, помимо выпучивания, могут претерпевать коробление в целом. Коробление связано с потерей чехлами термоупругой устойчивости, наступающей через некоторое время после установления высокой стационарной мощности или после очень больших импульсов делений. При потере устойчивости чехол перекашивается в сторону (в осевом направлении), наибольший перекося наблюдается в области внутренней цилиндрической оболочки. Направление смещения при короблении чехла по отношению к оси блока одно и то же для обеих торцевых пластин, но знак смещения (по оси или против оси) весьма чувствителен к характеристикам чехлов и профиля температуры.

Начавшись в какой-то момент, коробление быстро прогрессирует с ростом температуры. Деформации при этом во много раз превышают деформации обычного выпучивания.

В самых неблагоприятных условиях при форсированных режимах работы ИЯР деформации герметизирующих чехлов могут достигать уровней, при которых возникают помехи нормальной работе реактора.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Приведены методика и некоторые результаты расчетов пространственно-временных распределений температуры и деформаций в герметизирующих чехлах ИЯР. Предполагалось, что цилиндрическая АЗ ИЯР составлена из нескольких блоков в форме дисков с большими осевыми полостями, заключенных в герметичные чехлы в виде пустотелых колец, прямоугольных в поперечном сечении, с неодинаковой, вообще говоря, толщиной стенок в различных участках.

Решение общей задачи проводилось в два этапа. На первом этапе в результате решения нестационарной задачи теплопроводности для комбинации из двух блоков АЗ, сообщающихся через узкий воздушный зазор между их чехлами, определялось пространственно-временное распределение температуры в элементах блоков. На втором этапе, с использованием найденных на первом этапе температур, решалась задача термоупругости для чехлов. Обе задачи решались чис-

ленно: первая — с помощью метода ортогональной прогонки, вторая, нелинейная, — с помощью итеративного процесса.

В результате конкретных расчетов показано, что в рассмотренных вариантах ИЯР герметизирующие чехлы не утрачивают работоспособности ни в импульсном, ни в стационарном режиме работы реактора, если соблюдено хотя бы одно из условий:

— энерговыделение за импульс или стационарная мощность в ИЯР поддерживаются на умеренном уровне;

— внешние цилиндрические оболочки чехлов не слишком массивны;

— нет большого отличия в радиусах внешних и внутренних цилиндрических оболочек чехлов (в этом случае в чехлах наблюдаются относительно небольшие деформации выпучивания торцевых пластин).

При несоблюдении всех указанных условий чехлы, помимо выпучивания, могут претерпевать коробление в целом, связанное с потерей термоупругой устойчивости при очень больших импульсах делений или при высокой стационарной мощности. Деформации в этом случае во много раз превышают деформации обычного выпучивания, достигая уровней, могущих стать помехой нормальной работе ИЯР.

Список литературы

1. Харитон Ю.Б., Воинов А.М., Колесов В.Ф. и др. Аперiodические исследовательские импульсные реакторы. — Вопросы современной экспериментальной и теоретической физики. — Л.: Наука, 1984, с. 103—119.
2. Кувшинов М.И., Рудаков Г.П., Сибгатуллин И.З. Условия безопасной эксплуатации импульсного реактора БИР. — ВАНТ. Сер. Импульсные реакторы и простые критические сборки, 1987, вып. 1, с. 22—31.
3. Михеев М.А., Михеева И.М. Основы теплопередачи. — М.: Энергия, 1977.
4. Мартыненко О.Г., Соковишин Ю.А. Свободно-конвективный теплообмен. Справочник. — Минск: Наука и техника, 1982.
5. Флэтт Г. Расчеты кинетики реактора. — Вычислительные методы в физике реакторов. — М.: Атомиздат, 1972.
6. Самарский А.А., Николаев Е.С. Методы решения сеточных уравнений. — М.: Наука, 1978.
7. Гольденвейзер А.Л., Лидский В.Б., Товстик П.Е. Свободные колебания тонких упругих оболочек. — М.: Наука, 1979.
8. Безухов Н.И., Бажанов В.Л., Гольденблат И.И. и др. Расчеты на прочность, устойчивость и колебания в условиях высоких температур. — М.: Машиностроение, 1965.

Статья поступила в редакцию
14 июня 1991 г.

Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 1991, вып. 4, с. 31—38.

О ВОЗМОЖНОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ МЕТОДА “СТРЕЛЯЮЩЕГО” ИСТОЧНИКА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ РЕАКТИВНОСТИ ИМПУЛЬСНОГО РЕАКТОРА

Д.П. Пешехонов, М.И. Кувшинов, А.Н. Захаров
ВНИИЭФ, Арзамас-16

Для измерений реактивности импульсных реакторов предлагается метод “стреляющего” источника. Эксперименты проводились на двух реакторах. Результаты измерений по данному методу сравниваются с результатами, полученными штатными методами.

ON THE OPPORTUNITY OF APPLYING “SHOOTING” SOURCE METHOD FOR REACTIVITY MEASUREMENT OF PULSED REACTOR. D.P. PESHEKHONOV, M.I. KUVSHINOV, A.N. ZAKHAROV. To measure pulsed reactor reactivity the method of “shooting” source is proposed. Experiments has been carried out on two reactors. Measurement data according to this method are compared with data, obtained by standard methods.

ВВЕДЕНИЕ

Изучение и практическое решение вопросов, связанных с измерениями реактивности быстрых импульсных реакторов (ИР), является важной и актуальной задачей. Необходима высокая точность измерений реактивности ИР как для обеспечения безопасности их работы, так и для удовлетворения требований экспериментов, проводимых на реакторе, в отношении генерирования импульсов делений с заданными характеристиками.

В настоящее время на ИР преимущественно используются методы измерения реактивности, основанные на обращенном решении уравнений кинетики (ОРУК) и измерении асимптотического периода разгона мощности реактора, а также методы обратного умножения, сброса стержня и площадей [1]. Данная работа посвящена экспериментальному изучению возможности использования для измерений реактивности ИР метода “стреляющего” источника (МСИ). Одна из причин, стимулирующих эти исследования, — имеющееся на ИР штатное оборудование для реализации метода, т.е. пневмосистема для перемещения источника нейтронов. Использование еще одного независимого метода повысит надежность измерений реактивности на реакторе.

Работа проводилась на двух импульсных реакторах: БИГР и БИР [2, 3].

МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

МСИ основан на анализе переходного процесса в подкритическом (с учетом запаздывающих нейтронов) реакторе после “мгновенного” удаления из него источника нейтронов [4, 5]. МСИ обладает рядом достоинств: он практически нечувствителен к месту расположения детектора, так как удаление источника не связано с изменением конфигурации и состава активной зоны реактора; измерение отрицательной реактивности производится без вывода реактора в критическое состояние, что повышает ядерную безопасность работ на установке. Существует три варианта МСИ: квазистатический, интегральный и основанный на методе

ОРУК. Как наиболее надежный здесь применялся последний вариант.

Регистрация нейтронов утечки производилась при помощи детектора на основе счетчика СНМ-11, помещенного в полиэтиленовый блок. Относительно источника нейтронов детектор располагался с противоположной стороны реактора. Временная зависимость скорости счета детектора в течение переходного процесса в реакторе после “выстреливания” из его активной зоны источника записывалась многоканальным анализатором. Числа отсчетов детектора нейтронов корректировались на “мертвое” время канала регистрации. Перед экспериментом определялся нейтронный фон, значение которого впоследствии вычиталось из скорости счета детектора во время переходного процесса. Это позволило проводить анализ спада скорости счета детектора с нулевым эффективным источником нейтронов, который присутствует в алгоритме обработки процесса [6]. При анализе экспериментов использовались параметры запаздывающих нейтронов для ^{235}U (99,9%) [5].

РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

В работе измерены “веса” некоторых органов регулирования реактивности (ОРР) реакторов. Процедура измерений сводилась к следующему. Реактор выводился в состояние выше запаздывающей критичности. Реактивность этого состояния определялась штатными методами, применяемыми на установках. Для реактора БИГР — это метод установившегося периода разгона мощности, для БИР — метод ОРУК. После сброса или отвода данного ОРР при помощи МСИ измерялась подкритическая реактивность полученной конфигурации системы. Данные измерения дублировались также штатными методами. На БИГРе использовался метод обратного умножения, на реакторе БИР — опять же метод ОРУК. Измерения МСИ проводились со штатными источниками нейтронов реакторов. Реактивность, вносимая данным органом регулирования, определялась затем как разность между этими двумя реактивностями.

При измерениях на реакторе БИГР принималось во внимание следующее обстоятельство. Штатный ис-

точник нейтронов располагается на значительном расстоянии от активной зоны, поэтому заметный вклад в регистрируемую детектором плотность потока нейтронов вносит фон рассеянных нейтронов источника, что приводит в конечном итоге к завышению абсолютного значения измеряемой реактивности. Для учета этого эффекта выполнены специальные измерения как со штатным источником, так и с источником нейтронов, помещенным в центральный канал реактора, когда рассеянные нейтроны практически отсутствуют. Вклад рассеянных нейтронов достигает $0,3\beta_{эф}$ при подкритичности $5\beta_{эф}$. Однако уже на реактивностях $\sim -\beta_{эф}$ его величина не превышает статистической ошибки измерений.

Для того чтобы привести в соответствие результаты измерений при помощи МСИ и штатных методов, в последних необходимо учесть возмущение реактивности, вносимое самим источником нейтронов. Источник реактора БИГР "весит" $0,004\beta_{эф}$, а источник реактора БИР $0,025\beta_{эф}$.

"Вес" ОРР реакторов БИГР и БИР

Реактор	ОРР	Вес стержня, $\beta_{эф}$	
		МСИ	Штатный метод
БИГР	БГР	$16,5 \pm 0,3$	—
	БТР	$4,51 \pm 0,16$	4,810
	ИС	$0,899 \pm 0,004$	0,888
	КЦК	$0,735 \pm 0,004$	0,725
БИР	БС	$1,35 \pm 0,02$	1,33
	МРС	$1,15 \pm 0,02$	1,16
	ИП	$1,30 \pm 0,02$	1,28
	ИО	$1,08 \pm 0,01$	1,08
	ББ	$16,5 \pm 0,6$	15,80
	БС+ИО	$2,34 \pm 0,05$	2,32
	БС+ИО+МРС	$3,65 \pm 0,08$	3,46

Примечание. БГР — блок грубой регулировки, БТР — блок тонкой регулировки, ИС — импульсный стержень, КЦК — контейнер центрального канала, БС — быстрый стержень, МРС — малый регулирующий стержень, ИП — импульсный пролетный стержень, ИО — импульсный стержень с остановом, ББ — блок безопасности.

Результаты измерений "весов" ОРР представлены в таблице. Кроме того, были выполнены измерения реактивности в диапазоне ее изменения — $-0,5 < \rho/\beta_{эф} < 0$. Погрешность определения таких подкритичностей не превысила $0,003\beta_{эф}$. Таким образом, при помощи МСИ можно подбирать стартовую реактивность при генерировании импульса делений из подкритического состояния.

Удовлетворительное согласие результатов измерений реактивности, представленных в таблице, вплоть до $-3\beta_{эф}$, позволяет утверждать, что МСИ может обеспечить выполнение предъявляемых требований к точности измерений реактивности, вносимой стержнями

тонкой регулировки и облучаемыми объектами. В совокупности с методами ОРУК или установившегося периода в принципе возможно определение с достаточной точностью также и "веса" импульсного стержня.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основании серии экспериментов, проведенных на двух ИР, можно заключить, что МСИ, реализованный со штатным источником нейтронов, при известных параметрах запаздывающих нейтронов может обеспечить выполнение требований, предъявляемых к точности определения реактивности стартового состояния реактора перед вводом в активную зону импульсного стержня ($0 > \rho/\beta_{эф} \geq -0,5$), а также к точности измерений "весов" стержней тонкой регулировки, облучаемых объектов ($\Delta\rho/\beta_{эф} \leq 3$). Совместно с методами ОРУК или установившегося периода разгона предлагаемый метод позволяет "взвешивать" с необходимой точностью ($\sim 0,002\beta_{эф}$) и импульсный стержень.

Таким образом, наряду с уже применяемыми на ИР методами измерения реактивности, представляется целесообразным использовать МСИ.

Список литературы

1. Кувшинов М.И., Чередник П.Ф. Методики измерения реактивности, применяемые на быстрых импульсных реакторах. — ВАНТ, сер. Импульсные реакторы и простые критические сборки, 1986, вып. 1, с. 16—22.
2. Кувшинов М.И., Колесов В.Ф., Воинов А.М., Смирнов И.Г. Аперiodический импульсный реактор БИГР. — ВАНТ, 1988, вып. 1, с. 3—12.
3. Дегтярев А.Н., Игнатов И.И., Колесов В.Ф. и др. Импульсный реактор БИР. — ВАНТ, 1985, вып. 1, с. 14—21.
4. Казанский Ю.А., Матусевич Е.С. Экспериментальные методы физики реакторов. — М.: Энергоатомиздат, 1984.
5. Кипин Дж. Физические основы кинетики ядерных реакторов. — М.: Атомиздат, 1967.
6. Автоматизация физического эксперимента на критических сборках/Под ред. Е.С. Матусевича. — М.: Энергоатомиздат, 1983.

Статья поступила в редакцию
14 июня 1991 г.

Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 1991, вып. 4, с. 39—40.

ОЦЕНКА КОНСТАНТНОЙ ПОГРЕШНОСТИ РАСЧЕТА КРИТИЧНОСТИ РЕШЕТОК ИЗ ЗАЩИЩАЮЩИХ КОНТЕЙНЕРОВ С МЕТАЛЛИЧЕСКИМИ ДЕЛЯЩИМИСЯ МАТЕРИАЛАМИ

А.П. Васильев, А.С. Крепкий, А.В. Лукин, А.Г. Михалькова, А.И. Орлов, В.Д. Пережогин,
Л.Ю. Самойлова, Ю.А. Соколов, В.А. Терехин, Ю.И. Чернухин
ВНИИТФ, Челябинск

Выполнены критмассовые эксперименты со сборками, моделирующими одномерные решетки из защищающих контейнеров с металлическими делящимися материалами. Для этих сборок проведены расчеты критичности по программе КЛАН с нейтронными константами БАС. Сделана оценка погрешности расчетов критичности одно-, двух- и трехмерных решеток.

NEUTRON DATA ERROR ESTIMATE OF CRITICALITY CALCULATIONS FOR LATTICE IN SHIELDING CONTAINERS WITH METAL FISSIONABLE MATERIALS. A.P. VASIL'EV, A.S. KREPKY, A.V. LUKIN, A.G. MIKHALKOVA, A.I. ORLOV, V.D. PEREJOGIN, L.Yu. SAMOYLOVA, Yu.A. SOKOLOV, V.A. TEREKHIN, Yu.I. CHERNUKHIN. Critical experiments with assemblies, modeling one-dimensional lattice in shielding containers with fissionable materials are completed. Critical calculations by program КЛАН with neutron data БАС are made for these assemblies. Neutron data error estimate of criticality calculations for one-, two- and three-dimensional lattice are carried out.

ВВЕДЕНИЕ

При хранении металлических делящихся материалов (ДМ) на предприятиях атомной промышленности применяются защищающие контейнеры [1]. Допустимая масса ДМ, загружаемого в защищающий контейнер, определяется с помощью расчетов значений $K_{эф}$, Q_B для составленной из них бесконечной решетки. Для таких систем должно выполняться условие $Q_B < 1$ или $K_{эф} < 1$ [1]. Расчеты $K_{эф}$, Q_B обычно проводятся методом Монте-Карло, в частности широкое распространение получила программа КЛАН с нейтронными константами БАС [2]. Используемая в [2] система нейтронных констант тестирована с помощью сравнения расчетных и экспериментальных значений $K_{эф}$ большого числа одиночных критических сборок, содержащих металлические ДМ с различными поглотителями и отражателями нейтронов. Однако одиночные сборки не отражают в достаточной мере особенности распространения нейтронов в бесконечных системах взаимодействующих сборок.

Целью данной работы является оценка константной погрешности расчета значения $K_{эф}$ по программе КЛАН [2] для сборок, моделирующих хранение металлических ДМ в типичных защищающих контейнерах.

РЕЗУЛЬТАТЫ КРИТМАССОВЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ И РАСЧЕТОВ ДЛЯ ОДНОМЕРНОЙ РЕШЕТКИ

Наиболее просто особенности распространения нейтронов во взаимодействующих системах моделируются с помощью одномерной решетки — цепочки из одинаковых ячеек. Поэтому эксперименты проводились с системой, составленной из одинаковых ячеек, моделирующих металлические ДМ в защищающих контейнерах. Ячейка диаметром 20 см включала в себя

диски из ^{235}U (~ 95%) плотностью 18,6 г/см³ или (и) ^{239}Pu плотностью 17,8 г/см³, Cd ($\rho = 8,7$ г/см³), Fe ($\rho = 7,8$ г/см³), CH_2 ($\rho = 0,93$ г/см³). Диаметр дисков из плутония равен 12 см, а из остальных материалов 20 см. Вся сборка состояла из двух половин с примерно одинаковым числом ячеек, которые в ходе эксперимента дистанционно сближались между собой до состояния критичности на запаздывающих нейтронах. Параметры ячеек с помощью предварительных расчетов подбирались таким образом, чтобы это состояние достигалось при относительно небольшом их числе ~ 10+20. Общая погрешность экспериментального определения $K_{эф}$ составляла ~ 0,003.

Характеристики экспериментально-критических сборок

Характеристика	КС1	КС2	КС3	КС4	КС5
Состав ячеек (толщины слоев, см)	U(1,0)+ Fe(0,1)+ CH ₂ (1,5)	U(1,0)+ Fe(0,22)+ CH ₂ (1,5)	U(3,0)+ Cd(0,05)+ CH ₂ (1,0)+ Fe(0,25)	U(3,0)+ Cd(0,05)+ CH ₂ (1,2)+ Fe(0,25)	Pu(0,45)+ U(1,0)+ Cd(0,05)+ CH ₂ (1,0)+ Fe(0,25)
Число ячеек	7+12	7+10	3+3	3+3	4+4
Критический зазор, см	0,015	0,097	1,8	0,25	1,09
$K_{эф}(1 \cdot \sigma)$	0,9752 (0,19%)	0,9860 (0,25%)	0,9870 (0,14%)	0,9893 (0,12%)	0,9916 (0,13%)
$K_{эф1}(1 \cdot \sigma)$	0,356 (0,3%)	—	—	—	—

Характеристики пяти экспериментально-критических сборок приведены в таблице. Для этих сборок были выполнены расчеты значения $K_{эф}$ по программе КЛАН с нейтронными константами БАС. При расчетах полностью передавались геометрия сборок, составы и плотности областей. Значения $K_{эф}$ и статистическая

погрешность расчета этой величины ($1 \cdot \sigma$) также указаны в таблице. Для сборки КС1 в этой же таблице дано значение $K_{эф1}$ одиночной ячейки. Анализ данных таблицы показывает, что

1) для всех экспериментально-критических сборок расчетные значения $K_{эф} < 1$, т.е. константная погрешность расчета $K_{эф}$ имеет неблагоприятный с точки зрения ядерной безопасности знак;

2) различие между экспериментальными и расчетными значениями $K_{эф}$ составляет $\delta K_{эф} \sim 0,025 + 0,014$ для сборок КС1, КС2 с относительно тонкими слоями урана и железа в ячейках и $\delta K_{эф} \sim 0,013 + 0,008$ для сборок КС3, КС4, КС5 со слоями кадмия.

Такой характер различий между экспериментальными и расчетными значениями $K_{эф}$ можно объяснить не вполне корректным описанием распространения нейтронов между ячейками в сборке. При уменьшении числа ячеек в сборке или увеличении эффективности поглощающих нейтроны перегородок между ячейками уменьшается число таких нейтронов и, следовательно, значение $\delta K_{эф}$. Очевидно, что при переходе от одномерной к двух- и трехмерной решеткам влияние взаимодействия между ячейками на критичность сборки увеличится, что должно привести к росту значения $\delta K_{эф}$.

ОЦЕНКА ПОГРЕШНОСТИ РАСЧЕТА КРИТИЧНОСТИ ДВУХ- И ТРЕХМЕРНЫХ РЕШЕТОК

Для оценки $\delta K_{эф}$ в двух- и трехмерном случае воспользуемся формулировкой условно-критической задачи в точечном приближении [3]

$$(K_{эфi} - K_{эф1}) \cdot n_i + \sum_j K_{ij} \cdot n_j = 0, \quad (1)$$

где $K_{эфi} = K_{эф1}$ — эффективный коэффициент размножения одиночной ячейки; K_{ij} — параметр нейтронного взаимодействия i -й и j -й ячеек; n_i — интенсивность делений в i -й ячейке.

Согласно (1) погрешность расчета значения $K_{эф}$ решетки можно представить в виде суммы погрешности расчета критичности одиночной ячейки $\delta K_{эф1}$ и погрешности расчета параметров взаимодействия K_{ij} .

Для типичных защищающих контейнеров, имеющих слой Cd ($\sim 0,05$ см) и СН_2 ($\sim 2,0$ см), в уравнении (1) достаточно ограничиться приближением взаимодействия лишь между ближайшими соседями. В этом случае для α -мерной решетки

$$K_{эф}^{(\alpha)} = K_{эф1} + 2 \cdot \alpha \cdot q, \quad (2)$$

где q — параметр взаимодействия ближайших ячеек с учетом отраженных нейтронов.

Учитывая, что погрешность расчета критичности одиночной ячейки невелика $\delta K_{эф1} \leq 0,005$, и используя данные таблицы, найдем оценку погрешности расчета $K_{эф}^{(\alpha)}$ решеток из ячеек, содержащих слои кадмия

$$\delta K_{эф}^{(2)} \leq 0,02; \delta K_{эф}^{(3)} \leq 0,03 \quad (3)$$

и не содержащих этих слоев

$$\delta K_{эф}^{(2)} \leq 0,05; \delta K_{эф}^{(3)} \leq 0,08. \quad (4)$$

Сделанные оценки справедливы для плотных ячеек, в которых отсутствуют зазоры между ДМ и защищающими слоями. Для решеток с такими ячейками характерны большие значения параметра $q \sim 0,3$.

Для ячеек, моделирующих типичные защищающие контейнеры с металлическими ДМ, характерно наличие зазора в несколько сантиметров между ДМ и внутренней поверхностью контейнера. Наличие такого зазора ведет к ослаблению нейтронного взаимодействия в решетке и, следовательно, к уменьшению неопределенностей в моделировании распространения нейтронов между ячейками. Так, для типичных ситуаций $K_{эф1} \geq 0,6$ и для трехмерной решетки

$$q \sim \frac{1}{6} \cdot (K_{эф}^{(3)} - K_{эф1}) \leq 0,1. \quad (5)$$

Если принять, что погрешность определения параметра q пропорциональна его величине, то для реальных ситуаций погрешность $(K_{эф} - K_{эф1})$ должна быть уменьшена по сравнению с оценками (3), (4) в ~ 3 раза. В этом случае для трехмерной решетки из типичных защищающих контейнеров (при наличии Cd-поглощающей оболочки) с металлическими ДМ справедлива оценка

$$\delta K_{эф}^{(3)} \sim \delta K_{эф1} + 6\delta q \sim 0,015.$$

Найденное значение $\delta K_{эф}$ показывает масштаб погрешности расчета критичности решеток из защищающих контейнеров с типичными узлами из металлических ДМ по программе КЛАН с нейтронными константами БАС.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнены критмассовые эксперименты с пятью сборками, моделирующими одномерную решетку из защищающих контейнеров с металлическими ДМ.

Оценены погрешности расчета критичности бесконечных одно-, двух- и трехмерных решеток из типичных защищающих контейнеров с металлическими ДМ по программе КЛАН с нейтронными константами БАС.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

1. Заграфов В.Г., Юферев В.И. Расчетные исследования критических параметров пространственной решетки, моделирующей хранение делящихся веществ. — ВАНТ. Сер. Импульсные реакторы и простые критические сборки, 1986, вып. 1, с. 3—13.
2. Куропатенко Э.С., Огибин В.Н., Орлов А.И. и др. Библиотека нейтронных констант БАС-78 для расчетов методом Монте-Карло: Тез. докл. 3-й Все-

союзной научной конференции по защите от ионизирующих излучений ядерно-технических установок. — Тбилиси, 1981, с. 59.

3. Лукин А.В. О точечном приближении в теории связанных реакторных систем. — Атомная энергия, 1981, т. 50, вып. 3, с. 205—207.

Статья поступила в редакцию
14 июня 1991 г.

Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 1991, вып. 4, с. 41—43.

УДК 621.039.514

ТЕОРИЯ СУЩЕСТВОВАНИЯ ПСЕВДОАСИМПТОТИЧЕСКИХ НЕСТАЦИОНАРНЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ НЕЙТРОНОВ В ИМПУЛЬСНЫХ РЕАКТОРАХ НА БЫСТРЫХ НЕЙТРОНАХ

В.М. Романов
ФЭИ, Обнинск

Приводится решение одномерного нестационарного уравнения переноса нейтронов, объясняются причины возникновения псевдоасимптотических распределений нейтронов.

THE THEORY OF EXISTENCE OF PSEUDOASYMPTOTIC NONSTATIONARY NEUTRON DISTRIBUTION IN PULSED FAST REACTORS. V.M. ROMANOV. The solution of unidimensional nonstationary equation of neutron transfer and explanation of origination reasons of pseudoasymptotic neutron distribution have been presented.

При математическом моделировании динамики импульсного реактора обычно используется точечная асимптотическая модель нейтронной кинетики. Однако в импульсных реакторах на быстрых нейтронах, имеющих хорошо замедляющий нейтроны отражатель (это относится к реактору, модуляция реактивности в котором осуществляется магнитным полем [1]), эта простая модель кинетики не адекватно описывает нестационарное распределение нейтронов. Дело в том, что в этих реакторах кроме асимптотической части решения нестационарного уравнения переноса нейтронов существенную роль играет также и переходная часть, упрощенная аппроксимация которой и является основной трудностью.

В нейтронных импульсных экспериментах, проведенных на реакторах БИР-2 с полиэтиленовым отражателем [2] и БФС-40 с бериллиевым отражателем [3], в нестационарном распределении нейтронов, которое описывается переходной частью решения, отмечено существование псевдоасимптотических распределений потока нейтронов (рис. 1), параметры которых могут быть положены в основу упрощенных пространственно-независимых неасимптотических моделей кинетики этих реакторов [2, 3].

В настоящее время теоретически обосновано существование только асимптотических нестационарных распределений нейтронов [4].

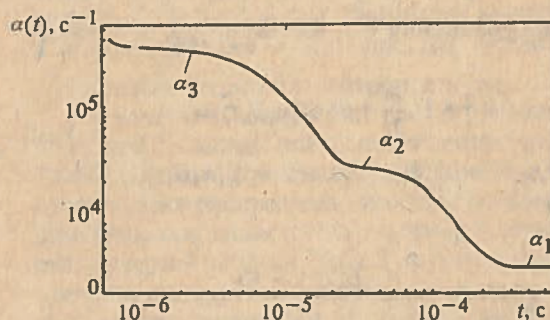


Рис. 1. Зависимость декремента затухания $\alpha(t)$ от времени, полученная при обработке нейтронных импульсных экспериментов, проведенных на быстром реакторе с бериллиевым отражателем БФС-40 [3]

В данной работе содержится теоретическое обоснование физических причин возникновения псевдоасимптотических распределений нейтронов, появление которых обусловлено особенностями формирования энергетического спектра нейтронов во время переходного процесса. Это делается путем решения нестационарного уравнения переноса в одномерном V^2 -приближении методом Лапласа.

Как показали результаты нейтронных импульсных экспериментов, выполненных на критических сборках, моделирующих малогабаритные быстрые реакторы с бериллиевым отражателем, асимптотическое пространственное распределение быстрых нейтронов

в реакторе достигается за 1—2 мкс (см. рис. 1), в то время как асимптотический энергетический спектр нейтронов устанавливается только через 200 мкс. Учитывая, что псевдоасимптотические распределения в реакторах этого класса наблюдаются после 1 мкс, допустимо рассматривать пространственное распределение нейтронов в асимптотической форме. А для того чтобы высшие пространственные моменты, генератором которых будет внешний источник нейтронов, не вносили дополнительных искажений в переходной процесс, предполагается, что форма пространственно-го распределения этого источника должна совпадать с собственным пространственным распределением нейтронов в исследуемой системе. Исходя из вышесказанного, нестационарное одномерное уравнение переноса в диффузионном приближении для однородной среды можно записать в следующем виде:

$$(DB^2 + \frac{1}{V} \frac{\partial}{\partial t} + \sigma) \Phi(x, E, t) = \int_{E'} f(E' \rightarrow E) \Phi(x, E', t) dE' + Q(x, E, t), \quad (1)$$

где

$$f(E' \rightarrow E) = 2\pi \int_{-1}^1 \sigma(E') f(E' \rightarrow E, \mu_0) P_0(\mu_0) d\mu_0; \text{ остальные}$$

обозначения общепринятые (см. [5]).

Для простоты дальнейших математических выкладок предполагается, что σ и DB^2 не зависят от x и E .

Перейдем в (1) к другой энергетической переменной $U = V_0/V$. Это позволит нам использовать методу решения уравнения (1), изложенную, например, в [5]:

$$(DB^2 + U \frac{\partial}{\partial t} + \sigma) \Phi(x, U, t) = \int_{U'} f_0(U' \rightarrow U) \Phi(x, U', t) dU' + Q(x, U, t), \quad (2)$$

где

$$f_0(U' \rightarrow U) = \frac{df(E' \rightarrow E)}{dU} dE.$$

Функция источника в (1) и (2) принята в виде

$$Q(x, U, t) = q(x) \delta(t) \delta(U - U_1),$$

где $q(x)$ — как уже упоминалось, является асимптотическим пространственным распределением нейтронов в исследуемой среде и удовлетворяет уравнению

$$\frac{d^2 q(x)}{dx^2} + B^2 q(x) = 0.$$

Время замедления нейтронов в реакторе до некоторой энергии (условно U_0) имеет определенную величину t_0 . Поэтому можно считать, что накопление нейтронов с этой энергией происходит только спустя время t_0 . С учетом этого представим $f_0(U' \rightarrow U)$ в следующем виде:

$$f_0(U' \rightarrow U) = \begin{cases} f_1(U' \rightarrow U) = \lambda = \text{const} & \text{при } t < t_0 \quad (U < U_0); \\ f_2(U' \rightarrow U) = \lambda + \delta(U' - U_0) & \text{при } t \geq t_0 \quad (U \geq U_0). \end{cases} \quad (3)$$

Нормировка констант здесь произвольна.

Основная задача выражения (3) — смоделировать процесс резонансного накопления нейтронов в области энергии U_0 , происходящий после $t = t_0$.

Физический смысл выражения (3) заключается в том, что в начальный период ($t < t_0$) переходного процесса в реакторе образуется неасимптотический спектр быстрых нейтронов с $U < U_0$ и только после $t \geq t_0$ накапливаются более медленные нейтроны с $U \geq U_0$. А поскольку U и t связаны между собой, то выражение (3) может быть записано и без использования временной координаты, как это указано в скобках выражения (3), но при использовании решения уравнения (2) методом Лапласа удобнее записать $f_0(U' \rightarrow U)$ с использованием координаты времени.

Решая дважды уравнение (2) методом Лапласа — отдельно для $f_1(U' \rightarrow U)$ и $f_2(U' \rightarrow U)$ (только в этом случае эти функции в отличие от (3) не зависят от времени) и далее применяя теорему запаздывания и свойство линейности изображения, получим следующее выражение для функции $\Phi(x, t)$, которая является проинтегрированным по энергии решением уравнения (2):

$$\Phi(x, t) = \frac{q(x)}{2\pi i} \int_{b-i\infty}^{b+i\infty} e^{-at} d\alpha \left[\frac{\ln \frac{k(U_k)}{k(U_H)}}{\alpha \left[1 - \frac{\lambda}{\alpha} \ln \frac{k(U_k)}{k(U_H)} \right]} + \frac{1}{k(U_1)} + \frac{e^{-\alpha t_0} \lambda^2 \ln \frac{k(U_k)}{k(U_H)}}{\alpha^2 k(U_1) \left(1 - \frac{\lambda}{k(U_0)} - \frac{\lambda}{\alpha} \ln \frac{k(U_k)}{k(U_H)} \right)} \right], \quad (4)$$

где $U_k - U_H$ — рассматриваемая область энергии, $k(U_1) = DB^2 + \sigma + \alpha U_1$.

Анализ выражения (4) показывает, что в подынтегральном выражении существуют три особые точки, обусловленные тремя простыми полюсами. Соответствующие этим полюсам дискретные собственные значения α_i могут быть найдены из трех уравнений:

$$\begin{aligned} 1 - \frac{\lambda}{\alpha} \ln \frac{DB^2 + \sigma + \alpha U_k}{DB^2 + \sigma + \alpha U_H} &= 0; \\ 1 - \frac{\lambda}{k(U_0)} - \frac{\lambda}{\alpha} \ln \frac{DB^2 + \sigma + \alpha U_k}{DB^2 + \sigma + \alpha U_H} &= 0; \\ k(U_1) = DB^2 + \sigma + \alpha U_1 &= 0. \end{aligned} \quad (5)$$

Собственное значение, полученное в результате решения первого уравнения в (5), соответствует обычному случаю монотонной зависимости функции

$f_0(U' \rightarrow U)$ (здесь, в частности, $f_0 = \lambda$). Второе собственное значение, полученное из второго уравнения, обусловлено резонансным видом функции $f_0(U' \rightarrow U)$. И, наконец, третье уравнение в (5) и соответственно третье собственное значение связано с моноэнергетическим характером излучения источника нейтронов. Таким образом, существование резонансного накопления нейтронов с определенной энергией приводит к появлению дополнительных дискретных собственных значений при решении нестационарного уравнения переноса.

Физическую сущность полученного решения можно проиллюстрировать, рассмотрев приближенное выражение для декремента затухания нейтронного потока $\alpha(t)$ в бесконечной среде, предположив, что нейтронные сечения можно представить в виде

$$\Sigma_a = \sigma_a + \frac{\lambda_a}{V}, \quad \nu\Sigma_f = \sigma_f + \frac{\lambda_f}{V},$$

тогда

$$\alpha(t) = \frac{\Sigma + \int \Phi(E', t) \frac{1}{V} dE'}{\int \Phi(E', t) \frac{1}{V} dE'}, \quad (6)$$

где $\Sigma = \sigma_a - \sigma_f$, $\Lambda = \lambda_a - \lambda_f$

Функция (6) будет иметь платообразные участки (см. рис. 1), если такие участки имеет функция $\int \Phi(E, t) 1/V dE$, которая, в свою очередь, будет их иметь, если имеет пики функции $\Phi(E, t) 1/V$. В реальных системах трудно ожидать существования дельта-образного рассеяния нейтронов, однако случаи накопления нейтронов определенной энергии вполне возможны — это реализуется, в частности, в быстрых реакторах с бериллиевым отражателем.

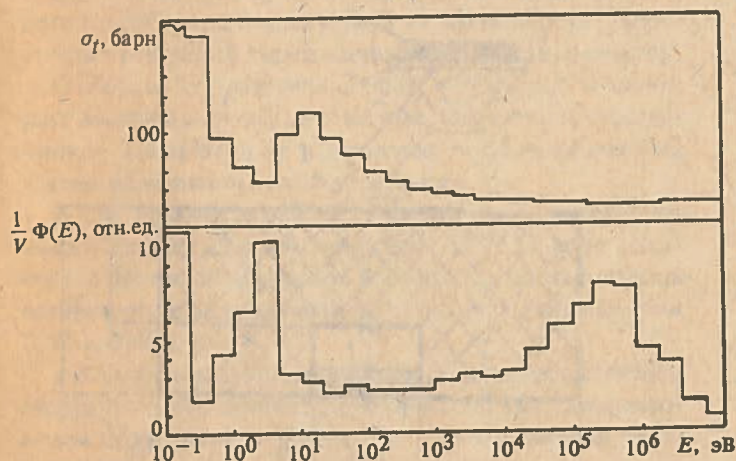


Рис. 2. Зависимость полного нейтронного сечения ^{235}U от энергии V и функция $\Phi(E) \cdot 1/V$ для критической сборки, моделирующей быстрый реактор с бериллиевым отражателем [1]. Функция $\Phi(E)$ получена путем расчета в активной зоне реактора методом Монте-Карло (программа ММКФК)

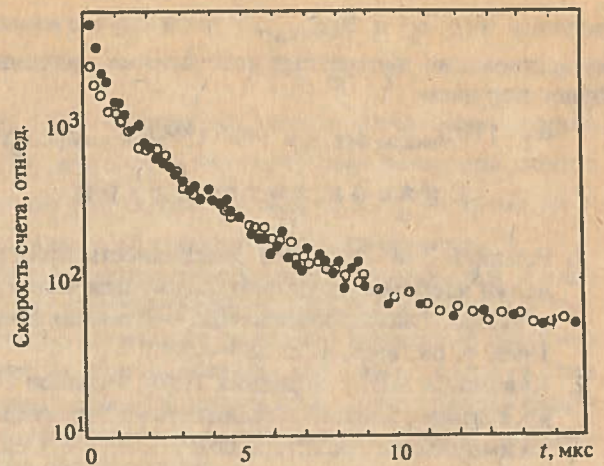


Рис. 3. Спад скорости счета детектора нейтронов, расположенного в центре активной зоны реактора [3]: ● — импульсный источник в активной зоне, вблизи детектора; ○ — импульсный источник в отражателе, вдали от детектора

На рис. 2 представлена зависимость $\Phi(E) 1/V$ для могобаритного реактора с бериллиевым отражателем [1]. Видно, что у функции $\Phi(E) 1/V$ действительно наблюдаются три пика в области энергии 0,4 МэВ; 4 эВ; 0,025 эВ.

Первый пик соответствует обычному спектру быстрого реактора, когда у него в отражателе отсутствуют элементы, хорошо замедляющие нейтроны. Этот пик формируется в результате неупругого рассеяния нейтронов спектра деления. Сечение неупругого рассеяния урана имеет пороговый характер с границей в районе 0,8 МэВ. Второй пик образуется за счет минимума в полном сечении σ_f (см. рис. 2), третий — за счет накопления тепловых нейтронов в отражателе.

В качестве примера на рис. 3 приведены данные по скоростям спада нейтронов в конкретном реакторе. Таким образом, причиной существования псевдоасимптотических распределений в конкретном типе быстрого реактора является накопление нейтронов в области энергии 4 эВ и 0,4 МэВ. В другом классе реакторов причина накопления нейтронов с определенной энергией может отличаться от обозначенной в приведенном примере, однако в любом случае существование нестационарных энергетических псевдоасимптотических распределений связано с реальной физической возможностью накопления нейтронов в определенных группах.

В заключение следует отметить еще одну важную деталь. Как видно из рис. 1, значения α_2 и α_3 превышают $(V\sigma_f)_{\min}$ для бериллиевого отражателя ($\sim 5 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$). Это говорит о том, что псевдоасимптотические распределения находятся в области сплошного спектра собственных значений уравнения переноса и существование дискретных значений здесь невозможно. Это противоречие возникает тогда, когда мы чисто формально рассматриваем $(V\sigma_f)_{\min}$ по всем энергиям асимптотического распределения $\Phi(E, t)$ при $t \rightarrow \infty$. На самом же деле необходимо рассматривать $(V\sigma_f)_{\min}$ в рамках псевдоасимптотических распре-

делений $\Phi(E, t_2)$ и $\Phi(E, t_3)$. В этом случае критерий существования дискретных собственных значений не будет нарушен

$$\alpha_2 < (V\sigma_f)_{\min} \text{ по } \Phi(E, t_2); \quad \alpha_3 < (V\sigma_f)_{\min} \text{ по } \Phi(E, t_3);$$

С п и с о к л и т е р а т у р ы

1. Романов В.М. Эффекты реактивности при управлении ядерным реактором магнитным полем, действующим на ферромагнетик. — Атомная энергия, 1990, т. 68, вып. 4, с. 283—284.
2. Кувшинов М.И., Чередник П.Ф., Рудаков Г.П. и др. Влияние блоков замедлителя на характеристики импульсного реактора БИР. — ВАНТ. Сер. Импульсные реакторы и простые критические сборки, 1987, вып. 1, с. 32—41.

3. Романов В.М., Пупко В.Я., Гущина Т.Г. Расчетно-экспериментальное исследование нестационарного распределения нейтронов в импульсных экспериментах на БФС-40 с учетом области высших гармоник. — ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 1989, вып. 2, с. 50—56.
4. Шихов С.Б. Вопросы математической теории реакторов. — М.: Атомиздат, 1974.
5. Белл Д., Глестон С. Теория ядерных реакторов. — М.: Атомиздат, 1974.

Статья поступила в редакцию
14 июня 1991 г.

Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 1991, вып. 4, с. 43—46.

УДК 621.039.53

ОТНОСИТЕЛЬНАЯ ЭФФЕКТИВНОСТЬ ЭКРАНОВ, СОДЕРЖАЩИХ ПОГЛОТИТЕЛИ ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ

А.С. Кошелев, В.Г. Вершинин, В.Б. Посельский

Приведены результаты экспериментальных исследований эффективности экранов, содержащих ^{10}B , кадмий, гадолиний и диспрозий. Исследования проведены в поле нейтронов Pu—Be-источника, замедленного слоем полиэтилена толщиной ~ 5 см.

RELATIVE SHIELD EFFICIENCY COMPRISING THERMAL NEUTRON ABSORBERS. A.S. KOSHELEV, V.G. VERSHININ, V.B. POSEL'SKI. The results of experimental investigations of shield efficiency, comprising ^{10}B , cadmium, gadolinium and dysprosium have been carried out. Investigations have been carried out in the neutron field of Pu—Be-source, moderated by the polyethylene layer 5 cm in thickness.

Важными элементами конструкции активной зоны импульсного реактора на быстрых нейтронах являются экраны, содержащие поглотители тепловых нейтронов [1]. Назначение экранов — исключить или существенно ослабить влияние медленных нейтронов, образующихся при рассеянии быстрых нейтронов в стенах защитных казематов или в водородсодержащих облучаемых объектах, на кинетические характеристики реактора и на локальные перегревы элементов активной зоны из делящихся материалов.

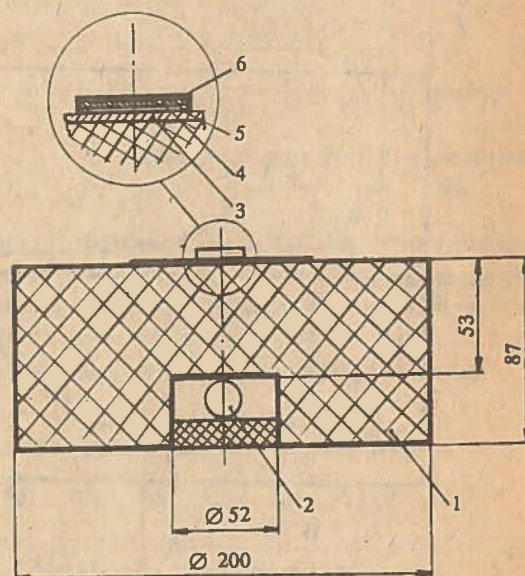
Разнообразие конструктивных компоновок активных зон и воздействующих факторов исключает единственность выбора нейтронно-поглощающего материала. Поэтому имеется практическая потребность в данных, позволяющих проводить оценку сравнительной эффективности наборов из различных материалов.

Авторам представилась возможность осуществить экспериментальное исследование набора экранов, содержащих ^{10}B , кадмий, гадолиний и диспрозий. Изложение в совокупности основных результатов исследований и особенностей экспериментальной процедуры и составляет содержание данной статьи.

Общий вид экспериментального устройства с детализацией составляющих представлен на рисунке.

Для формирования поля тепловых нейтронов использовался цилиндрический образец 1 из полиэтилена диаметром ~ 200 мм, высотой ~ 85 мм. В углублении в нижнем торце цилиндра помещался Pu—Be-нейтронный источник 2 типа ИБН-22 мощностью

~ 10^6 нейтр./с. Исследуемый экран 3 устанавливался на верхний торец цилиндра.



Общий вид экспериментального устройства: 1 — цилиндр из полиэтилена; 2 — нейтронный источник; 3 — исследуемый экран; 4 — детектор из ^{235}U ; 5 — детектор из слюды; 6 — защитный экран из кадмия

Экран с ^{10}B был изготовлен из порошка кристаллического бора (~ 80%-ного обогащения по ^{10}B) методом прессования со связующей водородсодержащей добавкой (до ~ 20% по массе). При толщине экрана ~ 4 мм толщина по ^{10}B составляла 0,45 г/см².

Кадмиевый экран изготовлялся из листового материала толщиной 1 мм, диспрозиевый экран — из металлической фольги толщиной 0,35 мм. Экраны с гадолинием были двух видов: металлическая фольга из гадолиния толщиной 0,13 мм (использовались экраны одинарной и двойной толщины) и листовая прокат сплава ТГ-702 (двойной сплав титана с гадолинием, массовое содержание гадолиния до 10% [2]) толщиной 0,45 и 2,5 мм. Все материалы естественного изотопного состава.

Было изучено также ослабление потока тепловых нейтронов экранами из меди (толщиной 2 мм) и ^{235}U (~ 90%-ного обогащения, толщиной 1 мм). В качестве детектора тепловых нейтронов использовался диск 4 из металлического ^{235}U (~90%-ного обогащения) диаметром ~ 20 мм, толщиной 1 мм. Для регистрации осколков деления использовался твердотельный детектор 5 из слюды (мусковит марки СТ ГОСТ 13780-78). С целью улучшения условий формирования треков осколков в слюде между диском из ^{235}U и слюдой устанавливался зазор ~ 1 мм. Для защиты от рассеянных нейтронов помещения и нейтронов прямого прохождения с поверхности цилиндра, не закрытой исследуемым экраном, в состав детекторной сборки включен кадмиевый экран б толщиной 1 мм.

При выборе детектора принимались во внимание длительность отдельной облучательной процедуры (колебалась в пределах от ~ 6 до 64 ч) и отработанность методики твердотельных трековых ядерных детекторов [3].

Во всех измерениях центр детекторной сборки совпадал с центром круговой поверхности полиэтиленового цилиндра, а исследуемый экран полностью перекрывал открытый торец кадмиевого экрана детекторной сборки. Экспериментальное устройство в целом располагалось на металлической подставке на расстоянии ~ 1,5 м от пола и не менее ~ 2,5 м от потолка и стен измерительного помещения.

Для просмотра облученных трековых детекторов использовался часовой проектор ЧП-2. Полное количество сосчитанных треков нормировалось на площадь единичного просмотрового поля микроскопа размером 0,52 × 0,45 мм.

В качестве основной величины, характеризующей эффективность соответствующего экрана, использовался коэффициент ослабления, определяемый соотношением

$$K_i = \frac{N_0 \cdot n_i \cdot t_i}{N_i \cdot n_0 \cdot t_0},$$

где N_i, N_0 — полное количество сосчитанных треков на n_i, n_0 единичных просмотровых полях для опытов с экраном i -го типа и без экрана; t_i, t_0 — время соответствующего облучательного эксперимента, ч.

Результаты исследований представлены в виде таблицы, в которую сведены данные о составе и толщине использованных экранов и численные значения коэффициентов ослабления для экрана каждого типа в совокупности с исходными для определения указанных коэффициентов значениями полного и нормированного числа треков.

Характеристики исследованных экранов и основные экспериментальные результаты

Экран		N, трек	N(n·t), трек/(S·ч)*	K
Материал	Толщина, мм			
Воздух	~ 1	835	10,7	1,0
^{10}B	0,45 г/см ²	430	0,45	23,8
Кадмий	1,0	402	0,64	16,7
Гадолиний	0,13	616	0,92	11,6
	0,26	770	0,81	13,2
Сплав ТГ-702	0,45	429	2,23	4,8
	2,5	1117	0,87	12,3
Диспрозий	0,35	560	3,12	3,4
^{235}U 90%-ного обогащения	1,0	495	1,13	9,5
Медь	2,0	726	8,29	1,3

*S — площадь единичного просмотрового поля.

Список литературы

1. Шабалин Е.П. Импульсные реакторы на быстрых нейтронах. — М.: Атомиздат, 1976.
2. Гребенников Р.В., Шамашов Ф.П., Чистяков Е.П., Посельский В.Б. Влияние состава и термической обработки на механические свойства двойных сплавов титана с гадолинием. — ВАНТ. Сер. Реакторостроение, вып. 1(3), 1973, с. 18—21.
3. Дюррани С., Балл Р. Твердотельные ядерные детекторы/Пер. с англ. — М.: Энергоатомиздат, 1990.

Статья поступила в редакцию
14 июня 1991 г.

Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 1991, вып. 4, с. 46—47.

СОДЕРЖАНИЕ

CONTENTS

<i>Шабалин Е.П.</i> Стохастическая динамика импульсного реактора периодического действия	3
<i>Колесов В.Ф., Малинкин А.А.</i> Кинетика двухсекционного бустер-реактора с асимметричной нейтронной связью между секциями	10
<i>Смирнов И.Г., Кувшинов М.И., Богданов В.Н., Пичугин А.М.</i> Штатные режимы генерирования импульсов делений в реакторе БИГР с иницированием от сильного источника запаздывающих нейтронов	23
<i>Хоружий В.Х., Кошелев А.С.</i> Определение эффективных параметров точечной кинетики по результатам импульсного эксперимента на подкритическом или слегка надкритическом реакторе	26
<i>Колесов В.Ф., Хоружий В.Х.</i> Расчет температур и деформаций в герметизирующих чехлах импульсных ядерных реакторов	31
<i>Тешехонов Д.П., Кувшинов М.И., Захаров А.Н.</i> О возможности применения метода "стреляющего" источника для измерения реактивности импульсного реактора	39
<i>Васильев А.П., Крепкий А.С., Лукин А.В., Михалькова А.Г., Орлов А.И., Пережогин В.Д., Самойлова Л.Ю., Соколов Ю.А., Терехин В.А., Чернухин Ю.И.</i> Оценка константной погрешности расчета критичности решеток из защищающих контейнеров с металлическими делящимися материалами	41
<i>Романов В.М.</i> Теория существования псевдоасимптотических нестационарных распределений нейтронов в импульсных реакторах на быстрых нейтронах	43
<i>Кошелев А.С., Вершинин В.Г., Посельский В.Б.</i> Относительная эффективность экранов, содержащих поглотители тепловых нейтронов	46

<i>Shabalin E.P.</i> Stochastic dynamics of periodically reactor	3
<i>Kolesov V.F., Malinkin A.A.</i> Kinetics of two-section booster-reactor with asymmetric neutron connection between sections	10
<i>Smirnov I.G., Kuvshinov M.I., Bogdanov V.N., Pichugin A.M.</i> Design modes of fission pulse generation in BIGR reactor with intense source of delayed neutrons initiation	23
<i>Khoruzhii V.Kh., Koshelev A.S.</i> Determination of effective parameters of point kinetics upon the results of pulse experiment on subcritical or slightly supercritical reactor	26
<i>Kolesov V.F., Khoruzhii V.Kh.</i> Temperature and deformation calculation in sealing covers of pulsed nuclear reactors	31
<i>Peshekhonov D.P., Kuvshinov M.I., Zakharov A.N.</i> On the opportunity of applying "shooting" source method for reactivity measurement of pulsed reactor	39
<i>Vasil'ev A.P., Krepy A.S., Lukin A.V., Mikhail'kova A.G., Orlov A.I., Perejogin V.D., Samoylova L.Yu., Sokolov Yu.A., Terekhin V.A., Chernukhin Yu.I.</i> Neutron data error estimate of criticality calculations for lattice in shielding containers with metal fissionable materials	41
<i>Romanov V.M.</i> The theory of existence of pseudoasymptotic nonstationary neutron distribution in pulsed fast reactors	43
<i>Koshelev A.S., Vershinin V.G., Posel'ski V.B.</i> Relative shield efficiency comprising thermal neutron absorbers	46

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

С е р и я: Физика ядерных реакторов

В ы п у с к 4

Ответственный за выпуск В.Ф. Колесов

Редактор В.М. Тагирова

Технический редактор С.К. Сведлова

Корректоры Г.А. Матвеева, Л.В. Пономарева

Подписано в печать 03.12.91. Формат 60×90/8

Печать офсетная. Усл. печ. л. 6,0. Уч.-изд. л. 6,5+0,5 вкл.

Тираж 320. Индекс 3646. 9 статей. Заказ 229

**Отпечатано в Институте атомной энергии им. И.В. Курчатова
123182, Москва, площадь Академика Курчатова**

