

P3-2020-13

Е. П. Шабалин, М. В. Рзянин

**АНАЛИЗ ДИНАМИКИ ИМПУЛЬСА  
МОЩНОСТИ РЕАКТОРА «НЕПТУН»:  
СРАВНЕНИЕ МОДЕЛЕЙ РАСЧЕТА**

Направлено в журнал «Вопросы атомной науки и техники.  
Серия: Физика ядерных реакторов»

Шабалин Е. П., Рзянин М. В.

P3-2020-13

Анализ динамики импульса мощности реактора «Нептун»:  
сравнение моделей расчета

Рассматривается динамика импульса мощности в импульсном реакторе периодического действия с учетом быстрой обратной связи. Расчетный метод включает в себя систему связанных уравнений, основанных на приближении одноточечной кинетики и двух моделях термоупругого поведения топливных стержней: приближении одномерного осциллятора и, что более реалистично, подходе, учитывающем распространение упругой волны в стержне. Показано, что реалистичный выбор параметров в осцилляторной модели дает результат, согласующийся с данными волновой модели.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики им. И. М. Франка ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2020

Shabalin E. P., Rzyanin M. V.

P3-2020-13

Analysis of the Pulsed Fast Reactor “Neptun” Dynamics:  
Comparison of Calculation Models

Generation of a power pulse in periodically pulsed reactor is considered with account for fast reactivity feedback. The calculation method includes coupled neutronic-thermoelastic equations based on one-point kinetics of the reactor and on two models of elastic behavior of reactor fuel rods: approximation of a reactor core as one-dimensional oscillator and, more realistically, accounting for elastic waves propagation through a single rod. It is shown that reasonably chosen parameters of the oscillator model gives results close to that of the wave model.

The investigation has been performed at the Frank Laboratory of Neutron Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2020

## ВВЕДЕНИЕ

В Объединенном институте ядерных исследований (ОИЯИ, Дубна) эксплуатируется импульсный исследовательский реактор ИБР-2М, предназначенный для проведения экспериментов на выведенных пучках в области физики твердого тела. Он имеет ресурс по различным системам, включая здание, ограниченный временным периодом с 2032 по 2040 г. Для сохранения этого направления исследований на мировом уровне в ОИЯИ планируется создание нового источника нейтронов мирового класса [1]. С учетом состоявшегося энергопуска высокопоточного исследовательского реактора ПИК стационарного действия (Гатчина) становится ясно, что создаваемый в ОИЯИ источник должен быть импульсным, периодического действия, для того чтобы дополнить реактор ПИК возможностями, отсутствующими на стационарных источниках.

В 2018–2019 гг. в Научно-исследовательском и конструкторском институте энерготехники им. Н. А. Доллежала (Москва) при научном руководстве ОИЯИ разрабатывалась концепция нового импульсного источника нейтронов с топливом на основе нитрида нептуния [2].

Главное свойство изотопа  $^{237}\text{Np}$  в отличие от традиционных ядерных композиций на основе  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$  — это пороговый характер сечения деления ( $\sim 0,4$  МэВ), который определяет следующие особенности реактора:

- низкое время жизни поколения быстрых нейтронов ( $\sim 10$  нс), позволяющее иметь более короткую вспышку быстрых (и, соответственно, тепловых) нейтронов;

- низкую эффективную долю запаздывающих нейтронов (0,0011), определяющую малое значение фоновой мощности в промежутках между импульсами (наряду с высокой эффективностью модулятора реактивности);

- практически нулевой эффект реактивности при выгорании топлива за счет наработки  $^{238}\text{Pu}$ ;

- возможность использования для модулятора реактивности материалов, замедляющих нейтроны, что также повышает эффективность модулятора реактивности.

Корпус реактора и его активная зона разделены на две части (рис. 1), между половинами корпуса расположен модулятор реактивности, представляющий собой вращающийся диск с размещенными в нем по периферии блоками из гидроксида титана. Часть блоков на длине порядка размера активной зоны отсутствует, и при прохождении этого «окна» через активную зону

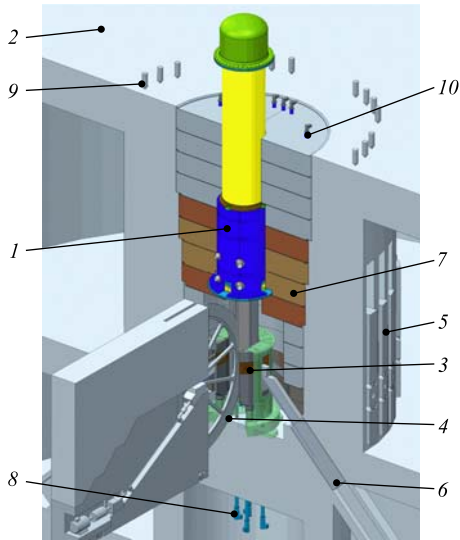


Рис. 1. Реактор «Нептун»: 1 — корпус реактора; 2 — бетонный массив; 3 — стационарный отражатель; 4 — модулятор реактивности; 5 — шиберы экспериментальных каналов; 6 — комплекс замедлителя; 7 — тепловая защита; 8 — исполнительные механизмы системы управления и защиты; 9 — привод шибера; 10 — привод ионизационной камеры

происходит импульс мощности. Корпус реактора окружен бериллиевым отражателем, в котором размещены внешние водяные замедлители и органы системы управления и защиты.

Реактор имеет среднюю тепловую мощность 10–15 МВт, которая снимается натриевым теплоносителем. При этой мощности обеспечиваются средняя плотность потока тепловых нейтронов на поверхности водяного замедлителя до  $10^{14} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  и пиковая плотность потока до  $5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ .

Для обоснования надежной и безопасной работы реактора необходимо, в частности, исследовать кинетику и динамику импульса мощности, существенное влияние на которую оказывают обратные связи. В данной работе исследуется динамика импульсов мощности расчетным путем с использованием двух разных моделей обратной связи.

## 1. МЕТОДИКА РАСЧЕТА ДИНАМИКИ ИМПУЛЬСА

Изменение мощности реактора можно с достаточной степенью точности выразить следующим уравнением:

$$\dot{w}(t) = \frac{1}{\tau} \left( w(t) [k_p - 1] + \frac{S}{\nu} \right). \quad (1)$$

Здесь  $w(t)$  — мгновенное значение мощности реактора (число делений в 1 с);  $\tau$  — среднее время жизни мгновенных нейтронов;  $\nu$  — число вторичных нейтронов;  $S$  — источники запаздывающих нейтронов, накопившиеся в течение предыдущих импульсов (нейтронов/с);  $k_p$  — коэффициент размножения на мгновенных нейтронах в реакторе.

Источники запаздывающих нейтронов определяются с использованием восьмигруппового приближения [3]:

$$S = \sum_{i=1}^8 c_i(t) \lambda_i, \quad (2)$$

$$\dot{c}_i(t) = -\lambda_i c_i(t) + w(t) \nu \beta_i, \quad (3)$$

$$\sum_{i=1}^8 \beta_i = \beta. \quad (4)$$

Здесь  $c_i(t)$  — количество ядер-источников запаздывающих нейтронов  $i$ -й группы;  $\beta_i$  — доля  $i$ -й группы запаздывающих нейтронов;  $\lambda_i$  — постоянная распада запаздывающих нейтронов  $i$ -й группы ( $\text{с}^{-1}$ ).

Так как реакция деления  $^{237}\text{Np}$  является пороговой, то в уравнении (1) вклад в функцию  $S$  будут давать не все запаздывающие нейтроны. Эффективность запаздывающих нейтронов с разной энергией будет различной, но в первом приближении можно считать, что достаточно учитывать запаздывающие нейтроны только с энергией выше пороговой. Доли запаздывающих нейтронов с энергией выше 0,4 МэВ в каждой из групп вычислялись исходя из данных по спектрам запаздывающих нейтронов [4]. В следующем приближении нормируем доли  $i$ -х групп нейтронов на величину доли запаздывающих нейтронов  $\beta$ , равную эффективной доле запаздывающих нейтронов  $\beta_{\text{эфф}} = 0,0011$  [5].

С целью рассмотрения динамики импульса мощности коэффициент размножения  $k_p$  делится на две составляющие:  $k_p = \varepsilon(t) - \Delta\rho(t)$ , где  $\varepsilon(t)$  определяется конструкцией реактора, в том числе модулятором реактивности, а  $\Delta\rho(t)$  — вклад в реактивность от обратной связи по изменению температуры реактора. В реакторах максимальное значение реактивности в импульсе  $\varepsilon(t)$ , равно  $\varepsilon_m$ , всегда мало по сравнению с единицей. Поэтому вблизи максимума функциональная зависимость  $\varepsilon$  может быть аппроксимирована параболой, где  $\alpha$  — величина, зависящая от характеристик внешнего модулятора реактивности:

$$\varepsilon(t) = \varepsilon_m - \alpha v^2 t^2, \quad (5)$$

где  $v$  — скорость физического центра «окна» модулятора реактивности.

В течение единичного импульса вследствие быстроты рассматриваемого процесса физической причиной обратной связи  $\Delta\rho(t)$  могут быть только изменение сечения взаимодействия из-за эффекта Доплера и изменение плот-

ности топлива из-за температурного расширения. Так как в быстром нептуниевом реакторе реакция носит пороговый характер и происходит в области выше резонансной, то влияние эффекта Доплера незначительно, что подтверждено расчетом [5]. Таким образом, в единичном импульсе остается только обратная связь за счет температурного расширения, причем ее вклад строго отрицательный (при условии отсутствия изгиба твэлов), т. е. для единичного импульса нептуниевый реактор обладает свойством «самогашения» резких всплесков реактивности.

Полная система уравнений кинетики реактора совместно с уравнениями термоупругости является достаточно сложной и трудоемкой для решения [6]. Эволюция реактивности в импульсе за счет нагрева тепловыделяющего элемента (твэла) рассчитывалась нами по двум методикам: хорошо известной осцилляторной модели [7] (фактически моделирующей сердечник физическим маятником) и «волновой» модели [6, 8], учитывающей возникновение и распространение волн упругой деформации в некотором усредненном твэле.

В осцилляторной модели

$$\Delta\rho(t) = k_u u. \quad (6)$$

Здесь  $k_u = dk/dk_u$  — полуэмпирический коэффициент, имеющий значение для делящегося материала твэла в пределах  $k_u \cong 0-4$  [9] (он связан с температурным коэффициентом реактивности и длиной твэла), а переменная  $u$  имеет физический смысл абсолютного изменения длины стержня твэла и является решением уравнения

$$\ddot{u} + \omega^2 u = \omega^2 \varkappa L \Delta T. \quad (7)$$

Здесь  $\omega$  — собственная круговая частота свободных колебаний твэла реактора (на самом деле она является параметром модели),  $\varkappa \sim 10^{-5} \text{ K}^{-1}$  — коэффициент термического расширения нитрида нептуния,  $L = 0,41 \text{ м}$  — длина твэла и  $\Delta T$  — изменение температуры твэла в текущий момент времени относительно начальной температуры, т. е. разница с «равновесной» температурой, при которой  $\Delta\rho(t) \equiv 0$ .

Изменение реактивности в динамическом (одномерном) процессе по волновой модели выражается интегралом

$$\Delta\rho(t) = \int_{-L/2}^{L/2} \frac{\partial\rho}{\partial x} u(x, t) dx. \quad (8)$$

Здесь  $u(x, t)$  — осевое (продольное) смещение элемента твэла относительно его начального положения в точке  $x$  в момент времени  $t$ , которое является решением волнового уравнения

$$\frac{\partial^2 u(x, t)}{\partial t^2} = c^2 \frac{\partial^2 u(x, t)}{\partial x^2} - \varkappa c^2 \frac{\partial \Delta T}{\partial x}. \quad (9)$$

В рамках осцилляторного приближения к динамике нестационарного процесса уравнения кинетики реактора (1)–(4) решаются совместно с уравнениями (6) и (7). В рамках приближения одномерной волновой модели уравнения (1)–(4) решаются совместно с уравнениями (8) и (9).

## 2. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА. СРАВНЕНИЕ ОСЦИЛЛЯТОРНОЙ И ВОЛНОВОЙ МОДЕЛЕЙ

В работе используются следующие значения констант: время жизни мгновенных нейтронов деления  $\tau = 10$  нс,  $\alpha = 3,6 \cdot 10^{-3} \text{ мс}^{-2}$ , средняя мощность реактора 15 МВт, коэффициент термического расширения нитрида нептуния  $10^{-5} \text{ К}^{-1}$ , скорость звука в нитриде нептуния  $c \approx 3 \text{ км/с}$ , модуль Юнга  $(100 - 130) \cdot 10^9 \text{ Н/м}^2$ .

Квазистационарному режиму работы реактора при произвольной мощности в случае отсутствия обратной связи ( $k_u = 0$ ) соответствует  $\varepsilon_m = 1,18 \cdot 10^{-4}$ .

В случае осцилляторного приближения возникает проблема однозначного получения значений основных параметров модели ( $\omega$  и  $k_u$ ) исходя из физических свойств системы. В волновой модели такой проблемы нет: там параметры имеют однозначный физический смысл, и вопрос состоит только в экспериментальной неопределенности.

Так, значение параметра  $\omega$  связано с длиной стержня твэла неоднозначным образом. Если массу стержня твэла считать сосредоточенной, что и предполагает уравнение осциллятора (7), то круговую частоту свободных колебаний стержня следует считать равной  $c/L$ , где  $L$  — длина стержня,  $c$  — скорость звука. Для случая распределенной массы можно было бы ожидать, что период колебаний будет равен удвоенному времени прохождения волны упругого сжатия-растяжения вдоль стержня  $2L/c$ , а круговая частота, соответственно, будет равна  $\pi c/L$ , т.е. в  $\pi$  раз больше, чем для случая сосредоточенной массы [10]. Так, при длине стержня 0,41 м для первого случая  $\omega = 7,3 \text{ мс}^{-1}$ , а для второго —  $\omega = 23 \text{ мс}^{-1}$ . Однако величина  $\omega$ , полученная в результате расчета по волновой модели (9), оказалась равной  $\omega = 11 \text{ мс}^{-1}$ . Таким образом, можно считать, что величина  $\omega$  находится в пределах  $7 < \omega < 23 \text{ мс}^{-1}$ .

Что касается величины  $k_u$ , то здесь предпочтительным значением следует считать число, полученное исходя из связи между волновой и осцилляторной моделями. Хотя в волновой модели коэффициент  $k_T = dk/dT$  не является константой, а зависит от времени, в случае медленного квазистационарного нагрева, исходя из (8) при некоторых предположениях относительно вида функции  $\rho(x)$ , получим  $k_T = 9,11 \cdot 10^{-6} \text{ К}^{-1}$ . А с учетом равенства  $\Delta\rho = k_u u = k_T \Delta T$  получается, что  $k_u = 2,22 \text{ м}^{-1}$ .

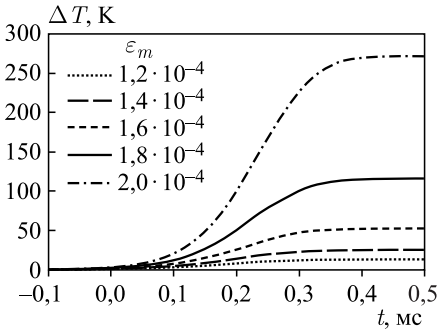


Рис. 2. Энергия импульса мощности (энергия, выделенная к моменту времени  $t$ ) для случая  $k_u = 0$  при разных значениях максимальной реактивности  $\varepsilon_m$ . Начало координат  $t = 0$  соответствует максимуму реактивности  $\varepsilon_m$

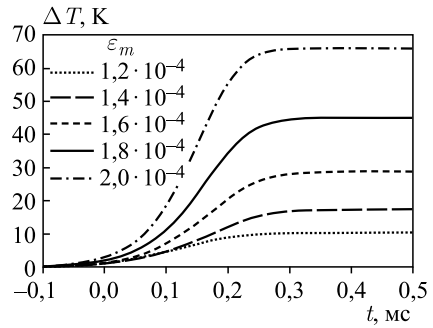


Рис. 3. Энергия импульса мощности для случая  $k_u = 1$  при разных значениях максимальной реактивности  $\varepsilon_m$

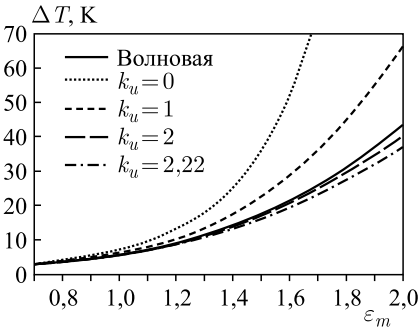


Рис. 4. Рост температуры за импульс в зависимости от максимальной реактивности  $\varepsilon_m$  при разных значениях  $k_u$  и  $\omega = 23 \text{ мс}^{-1}$  для осцилляторной модели и в сравнении с волновой моделью

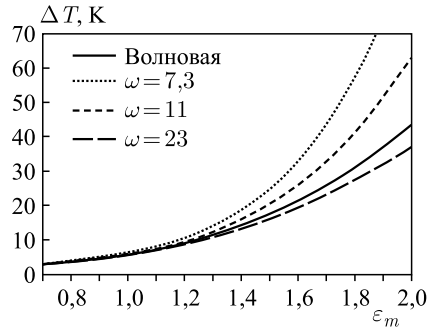


Рис. 5. Рост температуры за импульс в зависимости от максимальной реактивности  $\varepsilon_m$  при разных значениях  $\omega$  и  $k_u = 2,22$  для осцилляторной модели и в сравнении с волновой моделью

Если при отсутствии обратной связи ( $k_u = 0$ ) 50%-й скачок реактивности приводит к увеличению энергии, выделяемой в импульсе, на порядок (рис. 2), то даже достаточно слабая обратная связь ( $k_u = 1$ ) (рис. 3) существенно подавляет скачок импульса мощности. Чем больше величина  $k_u$ , тем сильнее влияние обратной связи и, соответственно, меньше зависимость энергии импульса мощности от  $\varepsilon_m$ . При реалистичных значениях  $k_u \sim 2$  подавление энергии импульса мощности составляет 5–10 раз для больших значений надкритичности в импульсе  $\varepsilon_m$  и 1,5–2 раза для малых значений  $\varepsilon_m$ . Таким



образом, в рамках рассматриваемых моделей более мощный импульс за счет обратной связи подавляется сильнее.

Рассматривая рост температуры за импульс при всех допустимых значениях параметров осцилляторной модели (рис. 4 и 5), можно видеть, что осцилляторная и волновая модели согласуются друг с другом, а именно результаты волновой модели находятся внутри допустимого интервала значений параметров осцилляторной модели.

Преимуществом волновой модели помимо большей определенности параметров является то, что она является следующим приближением к физической действительности. Если осцилляторная модель — это нульмерное приближение, то волновая модель в рассмотренном нами виде является одномерным приближением. Следующим шагом логично было бы рассмотреть двумерное приближение.

Для волновой модели рассчитана величина «импульсной доли запаздывающих нейтронов» [11]:

$$\beta_{\text{имп}} = \frac{\Delta T(\varepsilon_m)}{\frac{\partial \Delta T(\varepsilon_m)}{\partial \varepsilon_m}}. \quad (10)$$

Результат расчета приведен на рис. 6.

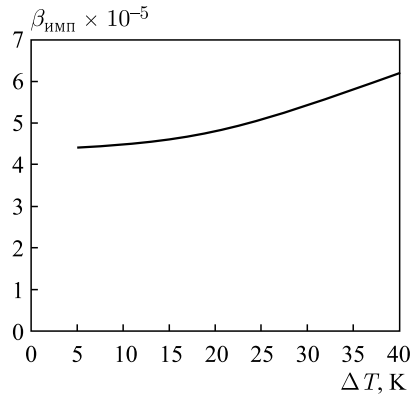


Рис. 6.  $\beta_{\text{имп}}$  как функция  $\Delta T$

## ЛИТЕРАТУРА

1. Аксенов В.Л., Комышев Г.Г., Рогов А.Д., Шабалин Е.П. Высокопоточный импульсный исследовательский реактор на основе непутия // АЭ. 2018. Т.124, вып. 6. С. 309–313.
2. Лопаткин А.В., Третьяков И.Т., Романова Н.В., Горячих А.В., Кокорин Н.Д., Аксенов В.Л., Куликов С.А., Рязинин М.В., Швецов В.Н., Шабалин Е.П. Концепция нового высокопоточного импульсного источника нейтронов периодического действия на основе нитрида непутия // Научно-технический годовой отчет АО «НИКИЭТ». 2019.
3. Spriggs G.D., Campbell J.M., Pikaikin V.M. An 8-group Delayed Neutron Model Based on a Consistent Set of Half-Lives // Progress in Nucl. Energy. 2002. V.41, No.1. P. 223–251.
4. Delayed Neutron Data for the Major Actinides. A Report by the Working Party on International Evaluation Co-operation of the NEA Nuclear Science Committee. NEA/WPEC-6. Paris: Nuclear Energy Agency, 2002.

5. Концептуальное предложение высокопоточного импульсного источника нейтронов периодического действия на основе нитрида нептуния // Отчет о научно-исследовательской работе АО «НИКИЭТ». 2019.
6. Колесов В. Ф. Аперiodические импульсные реакторы. Саров: РФЯЦ–ВНИИЭФ, 1999. 1032 с.
7. Шабалин Е. П. Импульсные реакторы на быстрых нейтронах. М.: Атомиздат, 1976.
8. Randles J. Feedback Due to Elastic Waves and Doppler Coefficient during the Excursions of a Pulsed Fast Reactor // J. Nucl. Energy A/B. 1966. V. 20. P. 1–16.
9. Шабалин Е. П., Рзянин М. В. Динамика импульсов мощности в исследовательском реакторе с нептуниевым ядерным топливом // АЭ. 2018. Т. 124, вып. 4. С. 193.
10. Ломидзе В. Л. Динамика топлива в импульсном реакторе. Колебания стержня с оболочкой // АЭ. 1973. Т. 35, вып. 2. С. 123.
11. Бондаренко И. И., Стависский Ю. Я. Импульсный режим работы быстрого реактора // АЭ. 1959. Т. 7, вып. 5. С. 417–420.

Получено 25 июня 2020 г.

Редактор *Е. В. Григорьева*

Подписано в печать 30.07.2020.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 0,75. Уч.-изд. л. 0,62. Тираж 185 экз. Заказ № 59967.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: [publish@jinr.ru](mailto:publish@jinr.ru)

[www.jinr.ru/publish/](http://www.jinr.ru/publish/)