

К вопросу о ксеноновых колебаниях в ядерном реакторе

В.К. Семенов, М.А. Вольман
ФГБОУВПО «Ивановский государственный энергетический университет имени В.И. Ленина»,
г. Иваново, Российская Федерация
E-mail: maria_volman@mail.ru

Авторское резюме

Состояние вопроса: Исследования ксеноновой устойчивости ядерного реактора и ксеноновых колебаний и волн, направленные на определение теплотехнической надежности активной зоны, являются актуальными. Существующие методы математического моделирования либо являются весьма приближенными, либо положены в основу мощных расчетных кодов, не позволяющих понять физику процессов.

Материалы и методы: Используются методы математического моделирования, теория возмущений и инструменты программирования в среде Mathcad.

Результаты: Предложена новая математическая модель для определения области ксеноновой устойчивости ядерного реактора. На основе теории связанных реакторов в двухточечном приближении разработана математическая модель для симуляции ксеноновых колебаний в ядерных реакторах. Выполнены численные эксперименты, позволяющие определить выбег мощности и температурный перегрев активной зоны. Результаты моделирования хорошо согласуются с результатами натурных экспериментов.

Выводы: Результаты математического моделирования и численные эксперименты могут быть использованы на практике, а также в учебном процессе для определения области безопасной работы ядерного реактора при разработке алгоритмов предупреждения и подавления ксеноновых колебаний.

Ключевые слова: ксеноновые колебания, ядерный реактор, ксеноновая устойчивость, теория возмущений, математическое моделирование, численные эксперименты.

On xenon oscillations in nuclear reactors

V.K. Semenov, M.A. Vol'man
Ivanovo State Power Engineering University, Ivanovo, Russian Federation
E-mail: maria_volman@mail.ru

Abstract

Background: Investigations of xenon stability in a nuclear reactor and xenon oscillations and waves are highly relevant because they allow determining the reactor core heat reliability. The existing mathematical modeling methods are either very approximate or are integrated into powerful calculation codes that do not reveal the processes physics.

Materials and methods: Mathematical modelling methods, perturbation theory and Mathcad environment tools are used.

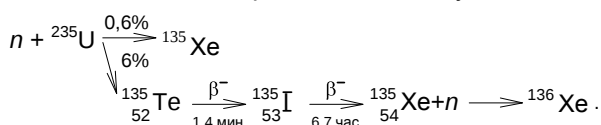
Results: A new mathematical model has been suggested to determine xenon stability in a nuclear reactor. A mathematical model based on the theory of coupled reactors has been developed for the simulation of xenon oscillations in nuclear reactors. Numerical experiments were carried out in order to determine the reactor power excursion and core heat-up. The simulation results agree with the results of pilot experiments.

Conclusions: The results of the mathematical modeling and numerical experiments can be used in practice and learning process to determine the safe operation area of a nuclear reactor and to develop algorithms for prevention and suppression of xenon oscillations.

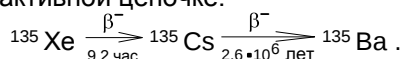
Key words: xenon oscillations, nuclear reactor, xenon stability, perturbation theory, mathematical modeling, numerical experiments.

DOI: 10.17588/2072-2672.2015.2.015-020

Ксенон является продуктом деления урана со сравнительно большим выходом и большим сечением поглощения нейтронов. Он быстро накапливается и приводит к отравлению реактора. Рождение ксенона происходит по двум каналам:



Гибель ксенона идет по следующей радиоактивной цепочке:



Поскольку период полураспада теллура (Te) мал, по сравнению с периодом полураспада йода, то для него выполняется условие переходного равновесия $\frac{dN_{\text{Te}}}{dt} = 0$.

Концентрацию ядер йода обозначим через N_1 , а концентрацию ядер Xe – через N_2 . Уравнения рождения и гибели для йода и ксенона имеют следующий вид:

$$\frac{dN_1}{dt} = \gamma_1 \Sigma_f \Phi - \lambda_1 N_1; \quad (1)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = \lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2 - \sigma_2 N_2 \Phi + \gamma_2 \Sigma_f \Phi, \quad (2)$$

где γ_1 и γ_2 – соответственно выход йода и ксенона при делении урана; Σ_f – макросечение деления урана; Φ – плотность нейтронного потока; σ_2 – микросечение поглощения нейтронов ксеноном; λ_1 и λ_2 – постоянные времени распада йода и ксенона соответственно. Поскольку $\gamma_2 \ll \gamma_1$, то последним слагаемым в уравнении (2) можно пренебречь.

В больших ядерных реакторах, работающих при высокой плотности потока нейтронов, может возникнуть весьма опасный эффект – появление ксеноновых колебаний и волн [1, 2]. Это явление связано с положительной обратной связью реактивности реактора по ксеноновой составляющей. Если в какой-то области активной зоны реактора возникнет флуктуация, приводящая к росту нейтронного потока, то это приведет к дополнительному выгоранию ксенона и дальнейшему росту нейтронного потока и локального энерговыделения. Если эту флуктуацию не подавить, то процесс будет развиваться, что может привести к тяжелой аварии, связанной с повреждением тепловыделяющих элементов из-за превышения в них пределов линейной и объемной тепловых нагрузок. Чтобы реактор не разогнался дальше, необходимо подавить высвобождающуюся реактивность органами регулирования. При воздействии системы регулирования плотность нейтронного потока будет снижена во всей активной зоне. Концентрация ксенона по всей зоне, за исключением локальной области, начнет возрастать. В области неоднородности она некоторое время еще будет падать, а потом начнет расти. В примыкающей к этой области части зоны, наоборот, будет падать (реактор остается на прежнем уровне мощности). Такое взаимодействие системы регулирования с реактором приведет к тому, что область с переменной концентрацией ксенона будет перемещаться по зоне с периодом примерно одни сутки.

Стабилизирующее влияние на ксеноновые колебания (волны) оказывает отрицательный температурный и мощностной эффекты реактивности. Но обычно этих эффектов оказывается недостаточно для подавления ксеноновых колебаний и волн. Более того, существование отрицательного температурного коэффициента реактивности может послужить причиной зарождения ксеноновых колебаний. Это связано с неравномерным распределением температуры теплоносителя по высоте активной зоны реактора. Например, при снижении мощности реактора снижается подогрев теплоносителя с неравномерным распределением по высоте зоны, что приведет к неравномерному распределению коэффициента размножения. В свою очередь это может явиться причиной зарождения указанных выше флуктуаций. Так как периоды полураспада йода и ксенона составляют соответственно 6,7 и 9,2 ч, то выход на равновесный уровень отравления

составляет 20–30 ч. Ксеноновые колебания при небольшом объеме зоны зависят от величины Φ и при $\Phi \geq 10^{14}$ 1/(см²·с) весьма значительны и могут изменить реактивность в несколько раз.

Ксеноновая устойчивость реактора. Ксеноновой устойчивости реактора посвящен ряд работ, основанных на различных математических моделях явления [1–6]. Одни модели [1,2], учитывающие пространственную зависимость нейтронного потока, позволяют оценить порог зарождения ксеноновых волн в активной зоне реактора без разделения их на аксиальные, азимутальные и радиальные. На основе этих моделей разработаны мощные расчетные коды [3] (программный комплекс «Простор», программы семейства «Бипр» и др.), позволяющие достаточно точно рассчитать нейтронное поле реактора. Поскольку в этих работах во главу угла поставлена вычислительная сторона дела и ввиду большой сложности вычислительных процедур, физическая сторона дела, т.е. понимание процессов на уровне интуиции, уходит на задний план. Такой подход не предназначен для подготовки и обучения будущего оперативного персонала.

В связи с этим в литературе, посвященной данной тематике, обсуждается более простая модель ядерного реактора с сосредоточенными параметрами («точечный реактор»), позволяющая понять физику процессов [4–6]. Поскольку для водо-водяных реакторов существенны только аксиальные ксеноновые колебания, то для анализа устойчивости реактора этой модели вполне достаточно. Однако при анализе возмущенного движения реактора авторы указанных работ используют подходы, основанные на допущении о стационарности нейтронного потока реактора, что, на наш взгляд, является весьма грубым допущением.

Нами предлагается подход, базирующийся на модели «точечного реактора», но свободный от указанного недостатка. Так как характерное время переходного процесса значительно превышает время жизни запаздывающих нейтронов, то запаздывающие нейтроны можно не учитывать, считая все нейтроны мгновенными. Будем также считать, что подавление ксеноновой неустойчивости реактора осуществляется за счет мощностного эффекта реактивности. Несмотря на приближенность предлагаемой математической модели, она отражает главные черты рассматриваемого явления.

В стационарном состоянии мощность реактора определяется выражением

$$W = W_0 = \gamma \Sigma_f \Phi Q_1 V, \quad (3)$$

где Q_1 – энергия одного деления; V – объем активной зоны реактора.

Концентрации йода и ксенона равны соответственно

$$N_{10} = \frac{k_1 W_0}{\lambda_1}, \quad N_{20} = \frac{W_0 k_1}{\lambda_2 + k_2 W_0}, \quad (4)$$

$$\text{где } k_1 = \frac{\gamma}{QV}, \quad k_2 = \frac{\sigma_2}{\Sigma_f Q_1 V}.$$

Отравление реактора ксеноном компенсировано мощностным эффектом реактивности

$$\alpha W_0 = -\frac{\sigma_2 N_{20}}{\Sigma_U}, \quad (5)$$

где α – мощностной коэффициент реактивности; Σ_U – макросечение поглощения урана.

Анализ устойчивости реактора будем вести в рамках теории возмущений. Для этого придадим мощности реактора, концентрации йода и ксенона малые возмущения, положив $W = W_0 + \delta W$, $N_1 = N_{10} + \delta N_1$ и $N_2 = N_{20} + \delta N_2$. Пренебрегая квадратичными слагаемыми по возмущениям, получим уравнения возмущенного реактора:

$$\frac{d\delta W}{dt} = -\frac{W_0}{\tau} \left(\alpha \delta W + \frac{\sigma_2 \delta N_2}{\Sigma_U} \right); \quad (6)$$

$$\frac{d\delta N_1}{dt} = k_1 \delta W - \lambda_1 \delta N_1; \quad (7)$$

$$\frac{d\delta N_2}{dt} = \lambda_1 \delta N_1 - (\lambda_2 + k_2 W_0) \delta N_2 - k_2 N_{20} \delta W. \quad (8)$$

Так как полученные уравнения являются линейными и правые части не зависят от времени в явном виде, то их решение представим в экспоненциальной форме: $\delta W = A \exp(\omega t)$, $\delta N_1 = B \exp(\omega t)$, $\delta N_2 = C \exp(\omega t)$. Подставляя эти решения в исходные уравнения и исключая постоянные A , B и C , получим уравнение для частоты ω :

$$\omega^3 + C_1 \omega^2 + C_2 \omega + C_3 = 0, \quad (9)$$

где

$$C_1 = \lambda_1 + \lambda_2 + k_2 W_0 + \frac{\alpha W_0}{\tau};$$

$$C_2 = (\lambda_2 + k_2 W_0) \frac{\alpha W_0}{\tau} + C_1 \lambda_1 + \frac{\sigma_2 W_0^2 k_1 k_2}{\lambda_2 + k_2 W_0};$$

$$C_3 = (\lambda_2 + k_2 W_0) \frac{\alpha W_0 \lambda_1}{\tau} - \frac{\sigma_2 W_0 k_1 k_2 \lambda_1 \lambda_2}{\Sigma_U \tau}.$$

Нетрудно показать, что корни уравнения (9)

ω_1 , ω_2 и ω_3 связаны с коэффициентами C следующими равенствами:

$$C_1 = -(\omega_1 + \omega_2 + \omega_3),$$

$$C_2 = \omega_1 \omega_2 + \omega_1 \omega_3 + \omega_2 \omega_3, \quad (10)$$

$$C_3 = -\omega_1 \omega_2 \omega_3.$$

Если коэффициенты C_1 , C_2 и C_3 положительны, то, в соответствии с теоремой Декарта, положительных действительных корней у уравнения (9) нет, а так как при смене знака у ω число перемен знака равно трем, то число отрицательных действительных корней равно либо 3, либо 1. Ввиду того, что ксеноновая неустойчивость носит колебательный характер, один корень ω_1 будет действительным, а два других – комплексными: $\omega_2 = a + ib$ и $\omega_3 = a - ib$. Подставляя эти выражения в формулы (10), получим

$$C_1 = -(\omega_1 + 2a), \quad (11)$$

$$C_2 = 2\omega_1 a + a^2 + b^2,$$

$$C_3 = -\omega_1(a^2 + b^2).$$

Реактор будет устойчив в отношении ксеноновых колебаний, если $\omega_1 < 0$ и $a < 0$, т.е. все три коэффициента C_1 , C_2 и C_3 положительны. Однако положительность указанных коэффициентов не является доказательством отрицательности величины a . Действительно, если $\omega_1 < 0$ и $C_3 > 0$, то из двух других коэффициентов знак числа a установить нельзя. Учитывая, что при переходе от неустойчивого состояния к устойчивому коэффициент a изменяет знак, переходя через нуль, положим $a = 0$, тем самым определив границу между указанными состояниями. Тогда

$$C_1 = -\omega_1, \quad C_2 = b^2, \quad C_3 = -\omega_1 b^2.$$

Отсюда находим уравнение границы между устойчивым и неустойчивым состоянием:

$$C_3 = C_1 C_2. \quad (12)$$

Легко проверить, что при $C_1 C_2 > C_3$ реактор устойчив, а при обратном соотношении – неустойчив.

Последнее уравнение позволяет определить указанную границу в виде зависимости мощностного коэффициента реактивности α от мощности реактора W_0 . Характер этой зависимости представлен графически на рис. 1. Ход кривой можно объяснить на основе следующих соображений. Вначале подъем кривой связан с дестабилизирующим влиянием роста концентрации ксенона за счет радиоактивного распада йода, далее сказывается стабилизирующее влияние мощностного эффекта реактивности, затем имеет место новая дестабилизация, обусловленная выгоранием ксенона, а далее вновь доминирующим оказывается мощностной эффект реактивности.

Таким образом, проведенный анализ позволяет определить область ксеноновой устойчивости реактора в широком диапазоне изменения его параметров. В частности, график подтверждает известный из опыта эксплуатации факт возникновения ксеноновых колебаний при снижении мощности реактора.

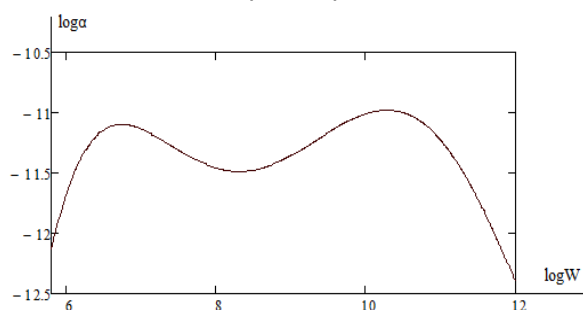


Рис. 1. Зависимость мощностного коэффициента реактивности от мощности в логарифмическом масштабе

Моделирование аксиальных ксеноновых колебаний. Для моделирования ксеноновых колебаний рассмотрим систему двух одинаковых, связанных между собой реакторов с равным энерговыделением и соприкасающихся торцами. Система

двух связанных реакторов является моделью одного реактора, разделенного на две одинаковые половины. Обмен нейтронными потоками между этими реакторами осуществляется за счет утечки нейтронов через соприкасающиеся торцы. Вероятность утечки определяется выражением

$$P = 1 - \exp(-B^2 M^2) = B^2 M^2, \quad (13)$$

где B^2 – геометрический параметр; M^2 – площадь миграции нейтронов.

Время обмена нейтронами является задаваемым параметром, минимальное значение которого определялось по формуле

$$\tau_{ob} = H^2 / \nu D, \quad (14)$$

где H – высота половины реактора; D , ν – коэффициент диффузии тепловых нейтронов и их скорость соответственно.

Возбуждение ксеноновых колебаний между верхней и нижней половинами реактора осуществляется за счет возмущения одной половины реактора введением в нее реактивности группой системы управления и защиты (СУЗ), а подавление введенной реактивности моделируется борным регулированием, действующим на обе половины реактора. Поскольку переходный процесс является медленным, то запаздывающие нейтроны на него никакого влияния не оказывают и их можно либо не принимать во внимание, т.е. считать все нейтроны мгновенными, либо использовать однорупповое приближение. Эффект саморегулирования реактора учитывается отрицательной обратной связью по температуре топлива и теплоносителя.

Ксеноновые колебания условно разделяются на азимутальные, радиальные и аксиальные. Эксперимент показывает, что для реактора ВВЭР существенны только аксиальные колебания и нужно принимать меры по их подавлению. В качестве параметра, характеризующего неравномерность аксиального энергораспределения, используется интегральный параметр – аксиальный офсет, под которым понимается отношение разности энерговыделения между нижней (W_2) и верхней (W_1) половинами реактора к их сумме:

$$AO = (W_2 - W_1) / (W_2 + W_1). \quad (15)$$

Математическая модель процесса представлена следующей системой нелинейных дифференциальных уравнений:

$$\frac{dW_1}{dt} = \frac{\rho_1(t) - \beta}{\tau} W_1 + \lambda_b W_{1b} - \frac{P}{2\tau_{ob}} (W_1 - W_2); \quad (16)$$

$$\frac{dW_{1b}}{dt} = \frac{\beta W_1}{\tau} - \lambda_b W_{1b}; \quad (17)$$

$$m_U C_U \frac{dT_{1U}}{dt} = W_1 - kF(T_{1U} - T_{1B}); \quad (18)$$

$$m_B C_B \frac{dT_{1B}}{dt} = kF(T_{1U} - T_{1B}) - \gamma_B C_B G(T_{1B} - T_{BX}); \quad (19)$$

$$\frac{dN_{11}}{dt} = k_1 W_1 - \lambda_1 N_{11}; \quad (20)$$

$$\frac{dN_{12}}{dt} = \lambda_1 N_{11} - (\lambda_2 + k_2 W_1) N_{12}; \quad (21)$$

$$\rho_1 = \delta\rho_1(t) + \alpha_1(T_{1U} - T_U(0)) + \alpha_2(T_{1B} - T_B(0)) + \frac{\sigma_2 N_{12}}{\Sigma_U}; \quad (22)$$

$$\frac{dW_2}{dt} = \frac{\rho_2(t) - \beta}{\tau} W_2 + \lambda_b W_{2b} + \frac{P}{2\tau_{ob}} (W_1 - W_2); \quad (23)$$

$$\frac{dW_{2b}}{dt} = \frac{\beta W_2}{\tau} - \lambda_b W_{2b}; \quad (24)$$

$$m_U C_U \frac{dT_{2U}}{dt} = W_2 - kF(T_{2U} - T_{2B}); \quad (25)$$

$$m_B C_B \frac{dT_{2B}}{dt} = kF(T_{2U} - T_{2B}) - \gamma_B C_B G(T_{2B} - T_{BX}); \quad (26)$$

$$\frac{dN_{21}}{dt} = k_1 W_2 - \lambda_1 N_{21}; \quad (27)$$

$$\frac{dN_{22}}{dt} = \lambda_1 N_{21} - (\lambda_2 + k_2 W_2) N_{22}; \quad (28)$$

$$\rho_2 = \delta\rho_2(t) + \alpha_1(T_{2U} - T_U(0)) + \alpha_2(T_{2B} - T_B(0)) + \frac{\sigma_2 N_{22}}{\Sigma_U}, \quad (29)$$

где β – суммарная доля запаздывающих нейтронов; τ – время жизни одного поколения мгновенных нейтронов; λ_b – постоянная времени распада ядер-предшественников; W_b – мощность, вносимая запаздывающими нейтронами; m_U и C_U – масса и удельная теплоемкость топливной загрузки соответственно; k , F – коэффициент теплоотдачи и поверхность теплоотдачи соответственно; T_U – температура топлива; T_B , T_{BX} – температура теплоносителя на выходе и входе в реактор соответственно; γ_B , C_B , G – плотность, удельная теплоемкость при постоянном давлении и расход теплоносителя соответственно. Дополнительные числовые индексы 1 и 2 означают, что параметр относится к верхней или нижней половине реактора соответственно.

Приведенная система уравнений дополнена соответствующими начальными условиями, одинаковыми для обоих реакторов. Реактивность $\delta\rho_1(t)$ определяется двумя слагаемыми, обусловленными введением группы СУЗ и борной компенсацией, тогда как реактивность $\delta\rho_2(t)$ обусловлена только борной компенсацией. Ввод реактивности продолжался в течение 4 часов. В качестве исходных данных приняты следующие значения параметров, характерных для реактора ВВЭР-1000. Мощность половины реактора – $W_{01} = 1500$ МВт, вероятность обмена нейтронами – $P = 0,01$, объем половины реактора – $1,38 \cdot 10^7$ см³, начальное значение офсета – $AO = 0$, доля запаздывающих нейтронов – $\beta = 0,0064$, $\tau = 10^{-4}$ с, $T_B = 322$ °С, $T_{BX} = 289$ °С, $\gamma_B C_B G = 0,91 \cdot 10^8$ Вт/К, $\frac{m_U C_U}{kF} = 3,8$ с, $\Sigma_f = 0,8$ 1/см, $\sigma_2 = 3 \cdot 10^{-18}$ см², $\gamma = 0,06$, $\lambda_1 = 2,86 \cdot 10^{-5}$ с⁻¹, $\lambda_2 = 2,07 \cdot 10^{-5}$ с⁻¹, $\alpha_1 = -6 \cdot 10^{-5}$ 1/°С, $\alpha_2 = -10^{-4}$ 1/°С.

Характерные значения масштабов времени отдельных процессов лежат в диапазоне от 10^{-4} с до нескольких суток, поэтому рассматриваемая система уравнений относится к классу жестких дифференциальных уравнений. Для ее интегрирования использовался алгоритм Radau в среде

Mathcad [7]. Некоторые результаты расчета по вышеприведенным данным представлены на рис. 2–5.

Результаты расчетов позволяют определить характер и период переходного процесса, выбег мощности, перегрев активной зоны и офсет. Для вышеприведенных условий бросок мощности половины реактора в ходе переходного процесса составляет 200 МВт, а перегрев тепловыделяющих элементов составил 27°C, наибольшее значение офсета составило 17,8 %, период колебаний – 27,7 ч и постоянная времени затухания – 52,5 ч. Эти результаты хорошо согласуются с экспериментальными данными, полученными в натурных экспериментах на действующих реакторных установках [8].

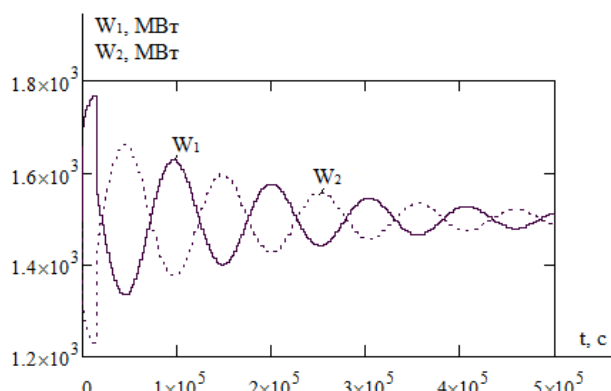


Рис. 2. Зависимость мощности верхней и нижней половин реактора от времени

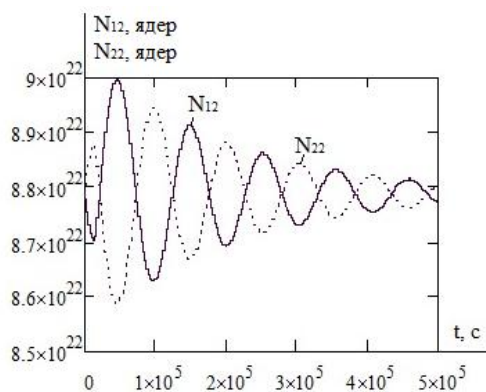


Рис. 3. Зависимость концентрации ксенона в верхней и нижней половинах реактора от времени

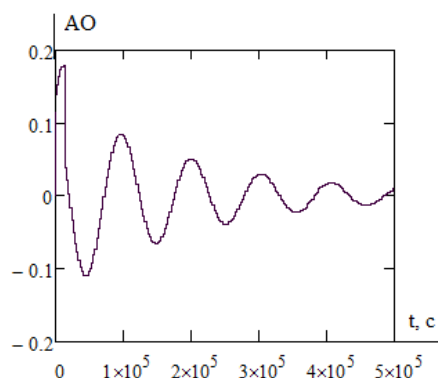


Рис. 4. Зависимость офсета реактора от времени

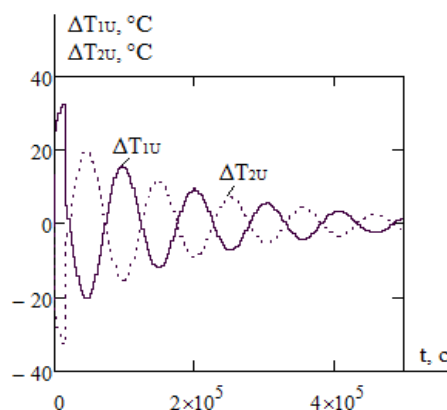


Рис. 5. Зависимость изменения температуры топлива от времени для верхней и нижней половин реактора

Варьирование коэффициентов реактивности, начального отравления реактора и времени обмена нейтронными потоками позволяет оценить влияние этих параметров на характер переходного процесса. Решающее влияние на характер переходного процесса оказывают значения коэффициентов реактивности при неизменной начальной мощности реактора. Варьирование времени обмена нейтронными потоками между реакторами в широких пределах слабо сказывается на характере переходного процесса.

Заключение

Предложенная методика позволяет провести анализ устойчивости ядерного реактора по отношению зарождения в нем ксеноновых колебаний, а также определить отдельные характеристики процесса ксеноновых колебаний и их влияние на состояние активной зоны реактора. Разработанные модели решают важную для подготовки и обучения будущего оперативного персонала задачу формирования понятийных представлений о рассмотренных явлениях. Полученные результаты могут быть использованы в учебном процессе для отработки алгоритмов предупреждения и подавления ксеноновых колебаний.

Список литературы

1. Белл Д., Глестон С. Теория ядерных реакторов. – М.: Мир, 2001. – 301 с.
2. Хитчок А. Устойчивость ядерных реакторов. – М.: Госатомиздат, 1963. – 68 с.
3. Байбаков В.Д., Воробьев Ю.Б., Кузнецов В.Д. Коды для расчета ядерных реакторов. – М.: Изд-во МЭИ, 2003. – 163 с.
4. Рябов Н.А., Семенов А.А. Исследование точечной модели ксеноновых колебаний // Известия высших учебных заведений. Ядерная энергетика. – 2006. – № 2. – С. 66–73.
5. Загребяев А.М., Насонова В.А. О пороге ксеноновых колебаний при неоднородной по высоте загрузке реактора // Известия высших учебных заведений. Ядерная энергетика. – 2011. – № 4. – С. 5–12.
6. Загребяев А.М., Насонова В.А. Вероятностные характеристики плотности потока нейтронов в ядерном реакторе при случайных возмущениях в свойствах среды // Известия высших учебных заведений. Ядерная энергетика. – 2009. – № 4. – С. 71–78.

7. Кирьянов Д.В. Mathcad 13 в подлиннике. – СПб.: БХВ – Петербург, 2005. – 608 с.

8. Крайнов Ю.А., Духовенский А.С., Астахов С.А. Обзор экспериментов исследования аксиальных ксеноновых колебаний в активной зоне реактора ВВЭР-1000 // ВАНТ. Сер. Физика и техника ядерных реакторов. – 1987. – Вып 1. – С. 36–37.

References

1. Bell, D., Glesston, S. *Teoriya yadernykh reaktorov* [Theory of nuclear reactors]. Moscow, Mir, 2001. 301 p.
2. Khitchkok, A. *Ustoychivost' yadernykh reaktorov* [Nuclear reactor stability]. Moscow, Gosatomizdat, 1963. 68 p.
3. Baybakov, V.D., Vorob'ev, Yu.B., Kuznetsov, V.D. *Kody dlya rascheta yadernykh reaktorov* [Nuclear reactor calculation codes]. Moscow, MEI, 2003. 163 p.
4. Ryabov, N.A., Semenov, A.A. Issledovanie tochechnoy modeli ksenonovykh kolebaniy [Investigation of the point model of xenon oscillations]. *Izvestiya vysshikh uchebnykh zavedeniy. Yadernaya energetika*, 2006, no. 2, pp. 66–73.

5. Zagrebaev, A.M., Nasonova, V.A. O poroge ksenonovykh kolebaniy pri neodnorodnoy po vysote zagruzke reaktora [On the limit of xenon oscillations]. *Izvestiya vysshikh uchebnykh zavedeniy. Yadernaya energetika*, 2011, no. 4, pp. 5–12.

6. Zagrebaev, A.M., Nasonova, V.A. Veroyatnostnye kharakteristiki plotnosti potoka neytronov v yadernom reaktore pri sluchaynykh vozmushcheniyakh v svoystvakh sredy [Neutron density probabilistic characteristics in nuclear reactor under stochastic disturbances in medium properties]. *Izvestiya vysshikh uchebnykh zavedeniy. Yadernaya energetika*, 2009, no. 4, pp. 71–78.

7. Kir'yanov, D.V. *Mathcad 13 v podlinnike* [Mathcad 13 in the original]. Saint-Petersburg, BKhV–Peterburg, 2005. 608 p.

8. Kraynov, Yu.A., Dukhovenskiy, A.S., Astakhov, S.A. Obzor eksperimentov issledovaniya aksial'nykh ksenonovykh kolebaniy v aktivnoy zone reaktora VVER-1000 [The review of axial xenon oscillations experimental research in the WWER-1000 reactor core]. *VANT. Fizika i tekhnika yadernykh reaktorov*, 1987, issue 1, pp. 36–37.

Семенов Владимир Константинович,
ФГБОУВПО «Ивановский государственный энергетический университет имени В.И. Ленина»,
доктор технических наук, профессор кафедры атомных электростанций,
адрес: 153003, г. Иваново, ул. Рабфаковская, д. 34,
телефон +7 (4932) 38-57-78,
e-mail: semenov_vk@mail.ru

Вольман Мария Андреевна,
ФГБОУВПО «Ивановский государственный энергетический университет имени В.И. Ленина»,
ассистент кафедры атомных электростанций,
адрес: 153003, г. Иваново, ул. Рабфаковская, д. 34,
телефон +7 (4932) 26-97-17,
e-mail: maria_volman@mail.ru