

УДК 621.039.514

Влияние профиля высотного распределения нейтронов на устойчивость реактора к ксеноновым колебаниям

ЕМЕЛЬЯНОВ И. Я., ПОДЛАЗОВ Л. Н., АЛЕКСАНДРОВ А. Н., ПАНИН В. М., ПАРАЕВ Б. В.

Важным фактором, влияющим на стабильность реактора больших физических размеров типа РБМК, является форма стационарного распределения нейтронов относительно которой развиваются нестационарные деформации. Влияние формы радиального поля на устойчивость реактора представлено в работе [1]. Работы, посвященные специальным исследованиям влияния формы высотного поля на стабильность энергораспределения, отсутствуют, хотя в процессе эксплуатации реактора возможны существенные изменения высотного поля.

Изменение высотного поля в процессе эксплуатации, например, вызывается перераспределением положений стержней регулирования. Неравномерное распределение паросодержания по высоте также приводит к искажению формы поля. Кроме того, в процессе выхода в режим установившихся перегрузок выгорание топлива и поглотителей в центральной части реактора происходит относительно быстрее, и высотное энергораспределение постепенно становится более пологим. Экспериментально наблюдались даже провалы поля нейтронов в центре, скомпенсировать которые полностью стержнями регулирования практически невозможно.

В настоящей статье проведен анализ влияния формы стационарного высотного поля нейтронов на стабильность реактора. В основу исследования положены линеаризованные уравнения динамики высотного энергораспределения с одной эффективной группой запаздывающих нейтронов. Предполагается, что локальный коэффициент размножения нейтронов является функцией температур топлива и замедлителя, объемного паросодержания и концентрации ксенона.

$$M^2 \left(\frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} + \kappa_{0z}^2 \varphi \right) + \beta (c - \varphi) + \frac{\Phi_{0z}}{\Phi_{0z}} \times$$

$$\times (\alpha_{\varphi} \eta + \kappa_{\tau} v_{\tau} + \kappa_{\text{гр}} v_{\text{гр}} + \rho_{\text{Xe}} x + k_p) = 0, \quad (1)$$

$$\varphi|_{z=0} = \varphi|_{z=H_0} = 0; \quad (2)$$

$$\partial c / \partial t = \lambda (\varphi - c); \quad (3)$$

$$\partial v_{\tau} / \partial t = \lambda_{\tau} (\varphi - v_{\tau}); \quad (4)$$

$$\partial v_{\text{гр}} / \partial t = \lambda_{\text{гр}} (\varphi - v_{\text{гр}}); \quad (5)$$

$$\partial i / \partial t = \lambda_j (\varphi - i); \quad (6)$$

$$\frac{dx}{dt} = \left(\gamma_{\text{Xe}} + \frac{(\gamma_{\text{Xe}} + \gamma_j) \sigma_{\text{Xe}} \Phi_{0z}}{\lambda_{\text{Xe}} + \sigma_{\text{Xe}} \Phi_{0z}} \right) \sum_j \varphi -$$

$$- (\sigma_{\text{Xe}} \Phi_{0z} + \lambda_{\text{Xe}}) x + \gamma_j \sum_j i, \quad (7)$$

Здесь k_p — член, учитывающий регулирующее воздействие, а остальные обозначения, как в работе [1].

Связь отклонения объемного паросодержания с отклонением температуры топлива по высоте канала реактора можно выразить соотношением

$$\eta = \begin{cases} \frac{\gamma'}{\gamma''} \frac{\bar{Q}_0}{rGH_0} \left[1 - \psi_0 \left(1 - \frac{\gamma''}{\gamma'} \right) \right]^2 \int_0^z v_{\tau} dz & \text{при } \xi_0 H_0 < z \leq H_0; \\ 0 & \text{при } 0 \leq z < \xi_0 H_0, \end{cases} \quad (8)$$

где γ' , γ'' — соответственно плотность воды и пара на линии насыщения; \bar{Q}_0 — средняя тепловая мощность канала; r — скрытая теплота парообразования; G — расход теплоносителя; $\psi_0 = \frac{y}{\gamma''/\gamma' + y(1-\gamma''/\gamma')}$ — стационарное распределение объемного паросодержания по высоте канала; $y = [0,77 \cdot 10^{-14}] / (rG) \int_{\xi_0 H_0}^z \sum_j \Phi_{0z} dz$ —

стационарное распределение массового паросодержания: $\xi_0 H_0$ — граница экономайзерного участка, которая определяется из условия

$$\int_0^{\xi_0 H_0} Q_0 dz = G \Delta i; \quad \Delta i — \text{недогрев теплоносителя на входе в активную зону.}$$

Рассмотрим случай, когда поддержание мощности реактора обеспечивается равномерным по высоте введением реактивности:

$$k_p = -k_y \int_0^{H_0} \varphi dz, \quad (9)$$

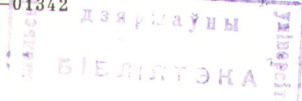
где k_y — коэффициент передачи регулятора.

Применив к уравнениям (1)–(9) преобразование Лапласа, представим неизвестные функции в виде ряда:

$$A_i(s, z) = \sum_{j=1}^m \theta_{ij}(s) \sin \left(\frac{\pi j}{H_0} z \right), \quad i = 1, 2, \dots, 6. \quad (10)$$

Численный анализ показал, что приемлемая точность расчетов достигается при учете десяти членов в разложении (10).

Подставляя соответствующие разложения (10) в уравнения (1)–(7) с учетом соотношений (8) и



(9), затем умножая их на $\sin\left(\frac{\pi k}{H_0} z\right)$ при $k = 1, 2, \dots, m$ и интегрируя по z от 0 до H_0 , получаем линейную однородную алгебраическую систему уравнений относительно коэффициентов θ_{ij} ($i = 1, 2, \dots, 6$; $j = 1, 2, \dots, m$). Приравняв нулю детерминант этой системы, получаем характеристическое уравнение, корни которого достаточно полно определяют собственные движения высотного энергораспределения.

Введение в исследуемую систему регулятора мощности (9) позволяет интерпретировать результаты расчетов следующим образом: корень характеристического уравнения с наибольшей действительной частью соответствует наименее устойчивой форме деформации высотного поля. Пространственная форма рассматриваемой деформации имеет вид распределения, заданного либо в верхней, либо в нижней половине реактора. В описанной математической модели реактора такому движению соответствует первая аксиальная гармоника, вид которой нетрудно получить, решив соответствующую краевую задачу с учетом всех обратных связей. Хотя в принятой методике расчетов неизвестные функции раскладываются в ряд по системе простых базисных функций $\left(\sin\left(\frac{\pi i}{H_0} z\right)\right)$, учет достаточно большого числа членов ряда и перекрестных связей между гармониками позволяет считать, что форма движения, соответствующая корню с максимальной действительностью, характеризует свойства первой аксиальной гармоники.

Вариации формы исходного стационарного высотного поля вводились в расчет в виде

$$\Phi_{0z}(z) = A \left[\sin\left(\frac{\pi}{H_0} z\right) + V_1 \sin\left(\frac{2\pi}{H_0} z\right) + V_2 \sin\left(\frac{3\pi}{H_0} z\right) \right],$$

где A — нормировочный коэффициент, определяемый из условия постоянства общей мощности реактора.

При получении количественных зависимостей принимались следующие значения коэффициентов реактивности:

$$\alpha_T = -4 \cdot 10^{-51}/^\circ\text{C}; \quad \alpha_{TP} = 6 \cdot 10^{-51}/^\circ\text{C}; \quad \alpha_\varphi = 0,0225.$$

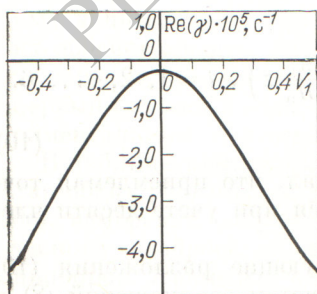


Рис. 1. Зависимость действительной части корня характеристического уравнения, соответствующего первой аксиальной гармонике, от V_1

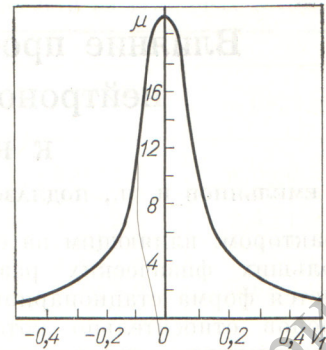


Рис. 2. Зависимость колебательности от формы высотного поля вида

$$\Phi_{0z} = A \left[\sin\left(\frac{\pi}{H_0} z\right) + V_1 \sin\left(\frac{2\pi}{H_0} z\right) \right]$$

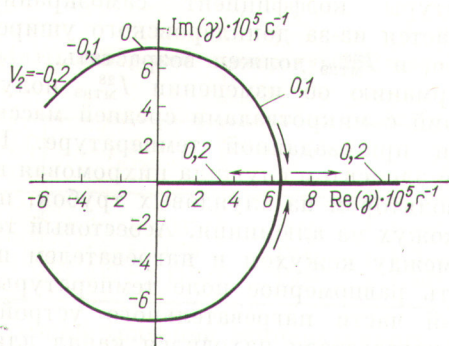
На рис. 1 приведены результаты расчета действительной части корня характеристического уравнения, соответствующего первой аксиальной гармонике, в зависимости от параметра V_1 при $V_2 = 0$ (смещение максимума поля по высоте). Видно, что наименее стабилен синусоидальный профиль стационарного поля, смещение максимума поля в верхнюю или нижнюю половину реактора повышает устойчивость. Для первой аксиальной гармоники характерна колебательная устойчивость. Известно [2], что для колебательно-затухающих систем важным параметром является запас устойчивости, который в этом случае характеризует потенциальную возможность возникновения колебательных движений поля из-за случайных возмущений и потребность вмешательства оператора в процесс стабилизации поля. Запас устойчивости можно оценить на основе анализа отношения мнимой части корня к вещественной, которое называется колебательностью:

$$\mu = \text{Im}(\gamma)/\text{Re}(\gamma).$$

Обычно в колебательных системах приемлемое значение колебательности составляет $\mu_{\text{доп}} = 2,72$, что соответствует затуханию амплитуды за один период на 90%.

На рис. 2 изображено поведение колебательности высотного поля реактора, которое соответствует первой аксиальной гармонике. При выбранных физических характеристиках значение μ находится в допустимых пределах ($\mu \leq \mu_{\text{доп}}$) при $|V_1| > 0,3$, т. е. смещение максимума поля по высоте активной зоны в верхнюю или нижнюю половины увеличивает запас устойчивости поля.

Недостаточный запас устойчивости и соответственно большое значение μ на практике приводят к возникновению установившихся колебаний, даже если поле находится в области устойчивости. Причиной возникновения колебаний являются случайные возмущения, действующие на поле и возбуждающие его на резонансной частоте. Та-



Р и с. 3. Корневой годограф при изменении формы высотного поля вида

$$\Phi_{0z} = A \left[\sin \left(\frac{\pi}{H_3} z \right) + V_2 \sin \left(\frac{3\pi}{H_3} z \right) \right]$$

ким образом, необходимость уменьшения μ диктуется практическими соображениями улучшения эксплуатационных свойств реактора.

В практике эксплуатации РБМК по мере увеличения среднего выгорания топлива наряду с различным расположением максимума высотного поля, энергораспределение по высоте активной зоны становится более пологим. Эти изменения моделировались путем варьирования параметра V_2 ($V_1 = 0$). На рис. 3 представлены результаты

расчета корней характеристического уравнения, соответствующих первой аксиальной гармонике. При максимуме поля в центре и $V_2 \leq -0,1$ реактор устойчив, и колебательность находится в допустимых пределах. Деформация поля при увеличении его провала в центре реактора ($V_2 > 0$) приводит к сильным изменениям временных характеристик, причем при $V_2 \approx 0,15$ неустойчивый колебательный процесс переходит в аperiodический с уменьшением периода развития неустойчивости по мере увеличения провала поля в центре активной зоны (на рис. 3 комплексно-сопряженные корни превращаются в кратные и затем распадаются на два действительных).

Таким образом, можно заключить, что устойчивость энергетического реактора больших физических размеров существенно зависит от формы высотного стационарного поля нейтронов. Целенаправленно изменяя эту форму, оставаясь при этом в рамках теплотехнических ограничений, можно существенно повысить стабильность реактора.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Емельянов И. Я. и др. — Атомная энергия, 1980, т. 48, вып. 5, с. 301.
2. Бесекерский В. А., Попов Е. П. Теория систем автоматического регулирования. М., Наука, 1972.

Поступила в Редакцию 27.05.80

УДК 621.039.524.2.034.3.077

Исследование резонансного поглощения нейтронов в топливе высокотемпературного графитового реактора

БУШУЕВ А. В., ДУВАНОВ В. М., КОЖИН А. Ф., ЗУБАРЕВ В. Н., НАУМОВ В. И., БЕЛОУСОВ Н. И.

Структура и состав активной зоны высокотемпературного графитового реактора (ВТГР) сильно отличается от активных зон действующих графитовых реакторов. Концентрация ^{238}U в ВТГР может быть в 5—10 раз меньше, чем в РБМК, но из-за малых размеров микротвэлов снижается блок-эффект резонансных нейтронов. Определенные трудности при оценке резонансного поглощения в ВТГР связаны с неидентичностью отдельных микротвэлов, обусловленной различием по массе и неоднородным распределением в графитовой матрице, влияющим на взаимную экранировку.

Цель настоящей статьи — экспериментальное исследование резонансного поглощения нейтронов в топливе ВТГР. Результаты первого этапа работы получены в опытах с микротвэлами и шаровыми твэлами в потоке замедляющихся нейтронов со спектром $1/E$. В ходе экспериментов определяли эффективные резонансные интегралы захвата ^{238}U и деления ^{235}U для микротвэлов средней массы $I_{\text{МТВЭ}}^{28}$ и $I_{\text{МТВЭ}}^{25}$; исследовали зависимость

$I_{\text{МТВЭ}}^{28}$ от массы микротвэлов, температурную зависимость $I_{\text{МТВЭ}}^{28}(T^\circ)$, а также взаимную экранировку микротвэлов внутри шарового твэла.

Информация о резонансном поглощении нейтронов в топливе ВТГР получена из измерений с отдельными облученными микротвэлами. Облучение проводили в экспериментальном канале в центре реактора Ф-1 ИАЭ им. И. В. Курчатова. Спектр замедляющихся нейтронов в месте облучения близок к $1/E$. Гамма-излучение микротвэлов измеряли на Ge(Li)-спектрометре. Скорость реакции $^{238}\text{U}(n, \gamma)$ определяли по интенсивности γ -излучения ^{239}Np энергией 277 кэВ, скорость реакции $^{235}\text{U}(n, f)$ — по интенсивности γ -излучения продуктов деления ^{143}Ce и ^{140}La энергией 293 и 1596 кэВ.

Количество ^{238}U в отдельном микротвэле находили по результатам совместного облучения с фольгами из природного урана в тепловой колонне реактора. На NaI(Tl)-спектрометре измеряли суммарное γ -излучение продуктов деления ^{235}U из фольг (A_ϕ) и микротвэлов ($A_{\text{МТВЭ}}$), массу