

СТАТЬИ

УДК 621.039.5

МЕХАНИЗМ ВОЗБУЖДЕНИЯ ВИБРАЦИЙ В ТВС РБМК

Достов А.И. (РНЦ «Курчатовский ин-т»)

Опыт эксплуатации показывает, что в настоящее время во многих случаях нет понимания причин выхода из строя ТВС РБМК. В то же время выявление причин преждевременного износа твэлов РБМК позволило бы уменьшить долю эмпиризма в действиях операторов и внести в процесс управления реактором более эффективные алгоритмы. Нами было выдвинуто предположение, что в ТВС канальных кипящих реакторов по сравнению с реакторами с некипящей водой в качестве теплоносителя (ВВЭР, PWR) реализуются условия, при которых возбуждаются вибрации более высокой интенсивности. В свою очередь при интенсивных вибрациях существенными становятся нелинейные эффекты взаимодействия вибрирующих твэлов и двухфазного потока теплоносителя, которые заключаются в перестройке структуры потока, возникновении ухудшенных режимов теплоотдачи и снижении запасов до кризиса теплообмена. В результате одновременно могут существовать вибрации высокой интенсивности и закризисные условия теплопередачи. Высокий уровень вибраций может быть также причиной преждевременного фреттинг-износа. Таким образом, актуальной становится задача идентификации явлений, которые могли бы привести к более высокому уровню вибраций твэлов РБМК.

Основные методы оценки амплитуды вибраций были разработаны в 60—80-е гг. Однако анализ вибраций на основе эмпирических соотношений не обладает достаточной точностью, поскольку расхождение между предсказанной и измеренной амплитудой колебаний по меньшей мере того же порядка, что и сама величина. В связи с этим при анализе конкретной ТВС важно понять механизм возбуждения вибраций.

Модели можно подразделить на две группы в соответствии с двумя типами колебаний, рассматриваемыми в механике твердого тела, — вынужденные колебания и колебания систем с параметрическим возбуждением. В моделях первой группы используется математический аппарат случайных колебаний стержней при их стохастическом нагружении. В моделях второй группы случайные внешние воздействия среды на стержень в поперечном направлении рассматриваются как шум, который может лишь инициировать резонансные состояния системы.

В моделях вынужденных вибраций постулируется, что вибрации возбуждаются случайными флуктуациями давления в турбулентном пограничном слое потока жидкости вблизи поверхности стержней. Флуктуации, проинтегрированные по периметру твэла, порождают случайные поперечные силы. Часто используемое полуэмпирическое соотношение Ривза [1], построенное на физических представлениях

этого типа, дает заниженные значения максимального отклонения стержня при малых поперечных колебаниях. Модель Гормана [2], относящаяся к этому типу колебаний, представляет особый интерес применительно к РБМК, поскольку получена для условий двухфазного потока. Чен и Вебер [3] полагают, что наблюдаемые вибрации в сборках твэлов являются параметрическими и возбуждаются продольными флюктуациями скорости потока.

Баланс сил, действующих на твэл. Модельной для анализа колебаний твэла РБМК является задача о вибрациях стержня, которые индуцируются потоком двухфазного теплоносителя в кольцевом канале, окружающем этот стержень. Действующими на элементарный отрезок стержня являются сила тяжести, осевая T_z , перерезывающая сила Q_y , изгибающий момент M_x , диссипативная сила, связанная с потерями энергии в материале твэла и опорах $dF_{\text{дис}}$, гидродинамическая со стороны внешнего потока dF . Главный вектор сил, действующих со стороны потока, представляется в виде двух составляющих $d\mathbf{F} = (f_l \mathbf{l} + f_r \mathbf{r})dz$, где f_l , f_r — сила, действующая в осевом и радиальном направлении соответственно; $\mathbf{l}$, $\mathbf{r}$ — орта. Продольная сила обычно выражается в виде $f_l = 1/8\pi d \zeta \rho |w| w$.

Вид функции $f_r(t, z)$ определяется режимом течения пароводяной смеси в ТВС, пульсациями расхода ГЦН, турбулизацией потока дистанционирующими решетками и арматурой (клапаны, сужающие устройства и др.). Составляющая f_r в рассматриваемом случае равна сумме четырех слагаемых [4]: $f_r = f_{r,c} + f_{\text{ин}} + f_{\text{дис}} + q_r$.

Сила $f_{r,c} = A(\partial/\partial z)(p(\partial y/\partial z))$, где A — площадь проходного сечения канала; z — продольная координата, есть гидростатическая сила, обусловленная градиентом

давления p в потоке и искривлением оси стержня; $f_{\text{ин}} = -\chi A \left(\frac{\partial}{\partial t} + w \frac{\partial}{\partial z} \right) \times$

$\times \left[\rho \left(\frac{\partial y}{\partial t} + w \frac{\partial y}{\partial z} \right) \right]$ — инерционная сила, возникающая вследствие вовлечения жид-

кости в колебательное движение; χ — коэффициент присоединенной массы, зависящий от геометрии канала; ρ — плотность теплоносителя; w — скорость потока;

t — время; y — поперечная координата; $f_{\text{дис}} = \zeta_k \left(\frac{\partial y}{\partial t} + w \frac{\partial y}{\partial z} \right)$ — диссипативная си-

ла, действующая на единицу длины вибрирующего стержня; коэффициент конструкционного демпфирования ζ_k находится из экспериментальных данных; поперечная сила q_r обусловлена пульсациями давления в пограничном слое пароводяного потока и является в общем случае функцией осевой координаты и времени: $q_r = q_r(z, t)$.

Известные обобщенные уравнения малых колебаний стержня, индуцированных потоком жидкости, громоздки для применения в анализе. В рассматриваемом случае можно ограничиться упрощенным описанием поперечных колебаний стержня. Будем считать, что закрепление стержня на концах исключает возможность его перемещения в осевом направлении. Поперечные сдвиги и инерция поворота сечений не учитываются. В рамках указанных допущений получено следующее уравнение колебаний стержня:

$$EJ \frac{\partial^4 y}{\partial z^4} + C_{zz}(z, t) \frac{\partial^2 y}{\partial z^2} + C_{zi}(z, t) \frac{\partial^2 y}{\partial z \partial t} + C_{z\dot{z}}(z, t) \frac{\partial y}{\partial z} + C_i(z, t) \frac{\partial y}{\partial t} + C_{ii}(z, t) \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} = q(t, z). \quad (1)$$

Здесь $C_{zz} = (\chi \rho w^2 - p)A - T_z$; $C_{zi} = 2\chi \rho w A$; $C_{z\dot{z}} = \chi A \rho \frac{\partial w}{\partial t} - m_0 g - A \frac{\partial p}{\partial z} - \zeta_k w$;

$C_i = \chi A \left(\frac{\partial p}{\partial t} + w \frac{\partial p}{\partial z} \right) + \zeta_k + \zeta$; $C_{ii} = m_0 + \chi \rho A$; $q(t) = q_r$; E — модуль упругости; J —

момент инерции; m_0 — погонная масса стержня; ζ — коэффициент гидравлического сопротивления.

Вывод этого уравнения прост и в настоящей работе не приводится. Детали его можно найти в работе [4], где аналогичная задача рассматривается для малых поперечных колебаний трубы при внутреннем и внешнем обтекании нестационарным потоком жидкости переменной плотности.

Если из уравнения (1) исключить члены, обусловленные присоединенной массой жидкости, то получим полное совпадение этого уравнения с уравнением малых упругих поперечных колебаний стержня, хорошо известным в механике твердого тела. Уравнение (1) описывает механическую систему, в которой происходят процессы, представляющие результат взаимодействия вынужденных колебаний и параметрических колебаний. При некоторых условиях, определяемых конструкцией ТВС и теплогидравлическими параметрами контура циркуляции, могут превалировать либо вынужденные, либо параметрические колебания. В обоих случаях при анализе колебаний пользуются приближенными методами, основанными на представлении решения в виде суммы бесконечного ряда:

$$y(z, t) = \sum_{n=1}^{\infty} y_n(t) \Phi_n(z), \quad (2)$$

где функции $y_n(t)$ находятся из начальных условий задачи, функции $\Phi_n(z)$ отыскиваются путем подстановки уравнения (2) в исходное выражение (1).

Частота воздействия потока теплоносителя на твэл РБМК. Полный спектр частот колебаний расхода теплоносителя в РБМК может быть в настоящее время установлен только непосредственными измерениями в технологических каналах. Современный уровень знаний позволяет тем не менее оценить частоты колебаний, генерируемые снарядами (пробковыми) режимами течения двухфазного теплоносителя в ТВС РБМК, а также некоторые частоты пульсаций, генерируемые ГЦН. Приводимые результаты могут быть полезны при интерпретации экспериментальных данных.

В вертикальных каналах выделяются три укрупненных режима течения двухфазного теплоносителя: пузырьковый, снарядный и дисперсно-кольцевой. Для снарядного режима течения характерно периодическое прохождение паровых снарядов, отделенных от стенки тонким слоем жидкости. Эти снаряды отделяются один от другого жидкостными пробками. Зависимости амплитуд колебания расхода пара и жидкости от паросодержания изучали в исследованиях [4]. Снарядные режимы течения характеризуются тем, что амплитуда колебаний расхода как пара, так и жидкости максимальна. Пользуясь зависимостью амплитуды колебаний расхода

жидкости от массового расходного паросодержания x [4], можно оценить границы существования снарядных режимов течения теплоносителя в ТВС РБМК. Нижняя граница $x_{\text{гp1}}$ определяется посредством соотношения

$$x_{\text{гp1}} = \frac{\sqrt{3(\gamma_0 + 1)(\gamma_0 + 3)} - 3}{\gamma_0(\gamma_0 + 4)} = \frac{\sqrt{3 \cdot 25,5 \cdot 27,5} - 3}{24,5 \cdot 28,5} \approx 0,06,$$

где $\gamma_0 = (\rho' - \rho'')/\rho'' = 24,5$ для условий РБМК; ρ' , ρ'' — плотность пара и жидкости на линии насыщения соответственно.

Переход к дисперсно-кольцевому режиму происходит при

$$x_{\text{гp2}} = \frac{(1 + \gamma_0)\sqrt{3(3 + 2\gamma_0)} - 3 + 2\gamma_0}{\gamma_0(4 + 3\gamma_0)} = \frac{25,5\sqrt{3 \cdot 52} + 46}{24,5 \cdot 77,5} = 0,19.$$

Таким образом, в ТВС РБМК, где паросодержание $0,06 < x < 0,19$, следует ожидать максимальную амплитуду пульсаций теплоносителя. Частоту пульсаций в этом диапазоне можно определить по формуле $f_{\text{сн}} = U_{\text{сн}}/(l_{\text{сн}} + l_{\text{пр}})$, где $U_{\text{сн}}$, $l_{\text{сн}}$ — скорость и длина снаряда соответственно; $l_{\text{пр}}$ — длина пробки. Согласно данным работы [4] длина паровых снарядов может быть определена следующим образом:

$$\frac{l_{\text{сн}}}{D_h} = 10 \frac{\langle \varphi \rangle - \varphi_{\text{пр}}}{\varphi_{\text{сн}} - \langle \varphi \rangle},$$

где $\langle \varphi \rangle = 1/T \int_0^T \varphi(t) dt$; $T = 2\pi/\omega$; ω — частота прохождения пробок, $\varphi_{\text{пр}}$, $\varphi_{\text{сн}}$ —

истинное объемное паросодержание в пробке и снаряде соответственно.

Эта зависимость удовлетворительно описывает опытные данные в широком диапазоне давления и расхода двухфазных смесей. Примем $\langle \varphi \rangle = 0,5$. Тогда из рис. 5.15 и 5.16 [4] при гидравлическом диаметре сборок твэлов РБМК $d_h = 8,63$ мм найдем, что $l_{\text{пр}} + l_{\text{сн}} = 25d_h = 25 \cdot 8,63 \cdot 10^{-3} = 0,216$ м. При номинальной скорости потока в технологическом канале РБМК 3,63 м/с, пренебрегая скольжением фаз, получим, что искомая частота $f_{\text{сн}} = 3,63/0,216 = 16,8$ Гц. Важно отметить, что эта частота меньше собственной частоты твэлов РБМК.

Причины возникновения пульсаций давления в зоне спиральной улитки ГЦН РБМК заложены в физических процессах, происходящих в рабочем колесе с конечным числом каналов. Поток теплоносителя в каналах колеса ГЦН является неустановившимся и неравномерным в абсолютном и относительном движении [5]. Основной частотой спектра частот колебаний давления в напорном патрубке является так называемая «лопастная» частота, равная произведению числа лопаток колеса на частоту вращения ротора. Для РБМК эта частота $f_n = 100$ Гц (в зависимости от реальной скорости вращения). Измерения, проведенные в контурах циркуляции энергетических установок, выявили также колебания теплоносителя на частоте, равной частоте вращения ротора насосов (оборотная частота), которая, по-видимому, связана с эксцентриситетом в подшипниках валов, т.е. необходимо учитывать в анализе вибраций также колебания потока на частоте

$f_{06} = 1000/60 \approx 16$ Гц. Для доказательства существования колебаний расхода, возбуждаемых ГЦН, проанализирован расход четырех ГЦН левой половины РБМК Чернобыльской АЭС по программе ДРЕГ [6]. Реальность этих колебаний подтверждается статистическим анализом данных. Были вычислены парные корреляционные коэффициенты для подач насосов. Коэффициенты показывают, что флуктуации подач не являются независимыми случайными величинами.

Вынужденные колебания. Для случая обтекания стержня гомогенным стационарным двухфазным потоком с учетом того, что вклад высших форм в интенсивность вибраций незначителен, уравнение колебаний (1) сводится к стандартному уравнению второго порядка

$$\ddot{y}_1 + 2k\dot{y}_1 + (2\pi f_1)^2 y_1 = R_1,$$

где $k = \frac{\zeta + \zeta_k}{2M}$; $f_1 = \frac{\pi}{2l^2} \sqrt{\frac{EJ}{M} \left(1 + \frac{T_z}{T_1^*}\right)}$; $M = m_0 + \chi \rho A$; $T_z = T_0 + \frac{1 - v_n}{\bar{\rho} A} - \rho w^2 \chi A$;

$T_1^* = \frac{\pi^2 EJ}{l^2}$; $\rho = \rho'(1 - \varphi) + \rho''\varphi$; $R_1(t) = \frac{2}{l^2 M_0} \int_0^l q_r \sin \frac{\pi z}{l} dz$; v_n — коэффициент Пуассона.

Впервые задача такого рода для двухфазной среды была решена Горманом [2]. Основой его теоретических построений является известный результат из теории случайных вибраций, полученный Томсоном [7] для среднеквадратичного прогиба стержня под действием случайных сил. С помощью дифференциального датчика давления измерялся перепад давления между двумя диаметрально противоположными точками трубки A и B . В результате было получено следующее полуэмпирическое уравнение:

$$\langle y^2(t) \rangle^{0,5} = \frac{ld\Psi_D\Psi_L[\langle p^2(t) \rangle']^{0,5}(\pi f_1)^{0,5}}{\bar{M}\omega_1^2(4\xi)^{0,5}}, \quad (3)$$

где $\langle y^2(t) \rangle^{0,5}$ — средний квадрат прогиба; $[\langle p^2(t) \rangle']^{0,5}$ — среднеквадратичная флуктуация разности давления в точках A и B ; Ψ_L — отношение эффективной длины к действительной длине стержня; Ψ_D — отношение эффективного диаметра к истинному; d — наружный диаметр трубки. В соответствии с этой формулой была оценена максимальная амплитуда вибраций твэлов РБМК. Заметим, что формула (3) была получена в британской системе единиц. В связи с этим для удобства вычислений исходные данные предварительно были переведены из системы СИ в британскую систему. Конечный результат дается в системе СИ. Были использованы следующие данные: диаметр твэла $d = 13,6 \cdot 10^{-3}$ м = 0,535 in, расстояние между дистанционирующими решетками $l = 35$ см = 13,8 in, M_0 — масса твэла длиной $l = 35$ см, $M_0 = 0,44$ кг, обобщенная масса твэла $\bar{M} = M_0/2 = 0,44/2 = 0,22$ кг = 0,485 lb. Первая собственная частота колебаний твэла РБМК рассчитывается следующим образом:

$$f_1 = \frac{\pi}{2l^2} \sqrt{\frac{EJ}{M}} = \frac{3,14}{2 \cdot 0,35^2} \sqrt{\frac{7,52 \cdot 10^5 \cdot 10^5 \cdot 7,3 \cdot 10^{-10}}{1,257}} = 84,7.$$

Примем для оценок массовое расходное паросодержание $x = 0,12$, учитывая, что при этом значении x амплитуда колебаний трубки максимальна. Тогда согласно данным, приведенным на графиках и в таблицах [2], получим $\xi = 0,0618$, $\psi_L = 0,23$, $\psi_D = 0,765$, $[< p^2 >]^{0,5} = 35 \cdot 10^{-3} [(\text{lb/in}^2)^2 / \text{Hц}]^{0,5}$. Подстановка этих значений в формулу (3) дает

$$Y_{\max} = \frac{13,8 \cdot 0,535 \cdot 0,765 \cdot 0,23 \cdot 35 \cdot 10^{-3} (3,14 \cdot 84,7)^{0,5}}{0,22 (2 \cdot 3,14 \cdot 84,7)^2 (4 \cdot 0,0618)^{0,5}} = 1,08 \cdot 10^{-5} \text{ in} \cong 2,75 \cdot 10^{-4} \text{ мм.}$$

Параметрические колебания. В отличие от вынужденных колебаний, где поток теплоносителя рассматривается как установившийся, при параметрических существенным является именно колебательный характер течения теплоносителя в продольном направлении. Если поток не является стационарным, то упрощения уравнения (1) возможны, если предположить, что член с ускорением Кариолиса мал, также мало произведение $w du/dz$ по сравнению с производной du/dt . Внешние нагрузки $q(t, z)$ в рассмотрение не принимаются. Тогда, если скорость потока представляет собой некоторую случайную функцию времени $\Phi(\tau)$, колебания стержня будут описываться стохастическим дифференциальным уравнением, представляющим собой стохастический аналог уравнения Матье—Хилла:

$$\ddot{y}_n + 2\zeta \dot{y}_n + \omega_0^2 [1 - \mu \Phi(\tau)] y_n = 0. \quad (4)$$

При рассмотрении уравнений такого типа задача обычно состоит в том, чтобы в пространстве параметров ω_0 , ζ и μ , где μ — параметр воздействия потока, выделить область, в которой тривиальное решение $y \equiv 0$ уравнения (4) является неустойчивым, и тем самым найти условия параметрического резонанса. Решение этой задачи существенно зависит от типа случайного процесса $\Phi(t)$. Результаты исследования напорных течений двухфазной среды в контурах циркуляции показывают, что случайный процесс $\Phi(t)$ можно рассматривать как узкополосный случайный процесс со скрытой периодичностью. В этом случае область неустойчивости по среднему квадрату амплитуды процесса $y(t)$ на плоскости μ , θ , где θ — несущая частота процесса, находится вблизи соотношения $\theta = 2\omega_0$. Это соответствует главному параметрическому резонансу для детерминистской системы, движение которой описывается уравнением Матье—Хилла с функцией $\Phi(t)$, имеющей период $2\pi/\theta$. Однако необходимо отметить, что область неустойчивости стохастического уравнения (4) может иметь также побочные резонансы вблизи $\theta = 2\omega_0/n$ ($n = 1, 2, \dots$) [8].

Оценим максимальную амплитуду колебаний при параметрическом резонансе. Будем считать, что расход теплоносителя можно представить в виде периодической функции $w = \bar{w} + w'_0 \cos(\omega t)$. В этом случае уравнение малых колебаний стержня сводится к уравнению [3]

$$\ddot{y}_n + 2\zeta \dot{y}_n + [\delta'_n - \varepsilon_n \cos \tau] y_n = 0,$$

$$\text{где } \tau = \omega t; \quad \delta'_n = \left(\frac{\omega_n}{\omega} \right)^2 \left[1 - \frac{(0,25\zeta \rho d l + M) \bar{w}^2}{(n\pi/4)^2 EJ} \right]; \quad \varepsilon_n = \left(\frac{\omega_n}{\omega} \right)^2 \left[\frac{2(0,25\zeta \rho d l + M)}{(n\pi/4)^2 EJ} \right] w'_0 \bar{w}.$$

Далее устанавливается связь амплитуды вибраций стержня с параметрами потока. Для этого используются следующие предположения:

пульсации скорости пропорциональны числу Струхала $Sh = fd_h / \bar{w}$, средней скорости потока $\bar{w}$ и начальному уровню турбулентности ξ^2 на входе в ТВС, т.е. $w' = K\xi^2 Sh \bar{w}$, где d_h — гидравлический диаметр ТВС; K — коэффициент пропорциональности; f — частота;

параметр воздействия потока на стержень ε_n при малом коэффициенте затухания колебаний можно преобразовать к виду $\varepsilon_n = 2K(\omega_n / \omega)^2 (\xi \bar{w} / w_c)^2 Sh$, где w_c — критическая скорость потока, которая находится из условия равенства сжимающей силы ее критическому значению $w_c^2 = [(n\pi / l)^2 EJ] / [0,25\zeta \rho dl + M]$;

амплитуда вибраций пропорциональна параметру воздействия потока на стержень.

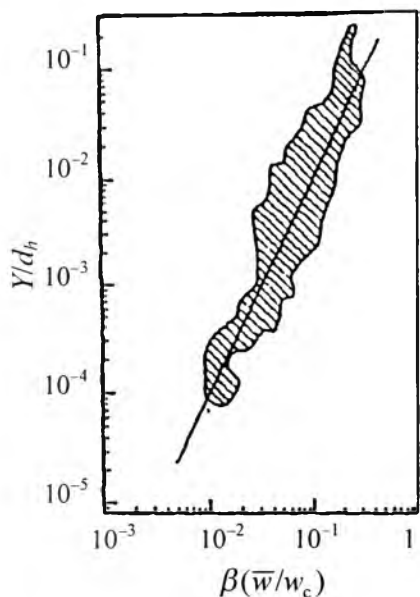
В результате получим уравнение для вычисления амплитуды вибраций

$$y = K d_h \xi^2 \frac{B^2}{(1 - B^2)}, \quad (5)$$

где $B = \bar{w} / w_c$; $\xi = \beta \xi_0$; ξ_0 соответствует входу, специально выполненному так, чтобы потери были минимальны. Таким образом амплитуда вибраций оказывается пропорциональной гидравлическому диаметру ТВС, квадрату начальной турбулентности на входе в участок тракта и почти квадрату отношения скоростей $\bar{w} / w_c$. В ТВС РБМК сильная турбулентность будет генерироваться дистанционирующими решетками, поскольку они спроектированы как интенсификаторы теплообмена. Как показывают экспериментальные данные [3], в этом случае для ТВС РБМК $1 \leq \beta \leq 2$, и формула (5) для расчета амплитуды вибраций будет иметь вид $y = 2 \cdot 1,41 d_h B^2 / (1 - B^2)$.

Для ТВС РБМК $E = 0,75$ МПа, $J_x = 7,3 \cdot 10^{-10}$ м⁴, $\rho = 765$ кг/м³, $d = 13,6 \cdot 10^{-3}$ м, $d_h = 0,00863$ м, $\zeta = 0,003$. Для указанных величин из формулы для критической скорости получим $w_c = 59,3$ м/с. Тогда при скорости потока $3,63$ м/с $B^2 = (3,63 / 59,3)^2 = 0,0037$, максимальная относительная амплитуда $y / d_h = 0,01$. В результате получаем $y = 0,01 \cdot 8,63 = 0,0863$ мм, т.е. амплитуда, рассчитанная по модели Гормана, более чем в 100 раз меньше, чем по модели Чена и Вебера.

На рисунке заштрихованная область соответствует экспериментальным данным по амплитуде вибраций, накопленным в результате многолетних исследований вибрации стержней в аксиальном потоке теплоносителя [3]. При $\beta = 2$ и $\bar{w} / w_c = B = 0,06$ получим $\beta \bar{w} / w_c = 0,12$, и расчетная точка для ТВС РБМК ложится на прямую линейной регрессии. В то же время точка, соответствующая модели Гормана, выходит за пределы «облака» экспериментальных точек. Таким образом, расчетные значения амплитуды вибраций для ТВС РБМК согласуются с экспериментальными данными, полученными разными исследователями, если в качестве определяющего ввести критерий, вытекающий из модели параметрического возбуждения колебаний. Это дает основание считать, что вибрации твэлов в каналъ-



Экспериментальная (заштрихована) и расчетная по модели Чена и Вебера амплитуда вибраций

ных кипящих реакторах возбуждаются прежде всего путем изменения параметров системы вследствие воздействия пульсирующего аксиального потока теплоносителя. Эти колебания, если они возникают, имеют характер параметрического резонанса.

В заключение отметим, что представленный анализ является лишь одним из шагов на пути выяснения причин разрушения элементов ТВС РБМК за счет износа и виброусталости. Используя теорию колебаний в приближении однопролетного стержня, удалось показать, что амплитуда колебаний твэлов в ТВС РБМК близка к уровню экспериментально наблюдаемой, если считать, что колебания твэлов возбуждаются параметрически. Для создания методов расчета вибропрочности дистанционирующих решеток и оценки скорости износа оболочек твэлов необходимо решать задачу о возбуждении колебаний пучка стержней, закрепленных решетками. Важным аспектом проблемы воздействия двухфазного потока на ТВС является влияние вибраций твэлов на структуру двухфазного потока [9]. Нелинейные процессы взаимодействия твэлов и потока зависят при этом от распределения паросодержания по высоте ТВС. Экспериментальные данные об изменении паросодержания в ТВС РБМК крайне ограничены и противоречивы. Данные, полученные для сборок РБМК в 1974 г. [10], свидетельствуют о том, что в них возможно немонотонное нарастание паросодержания по высоте активной зоны. Отсюда следует, что для того чтобы добиться реальных успехов в разработке практических методов расчета вибраций в ТВС РБМК, необходима постановка новых экспериментов, в результате которых можно было бы установить связь между параметрами вибраций элементов ТВС РБМК и структурой потока теплоносителя. Особое значение при этом имеет прямой внутриреакторный эксперимент, построенный на основе анализа шумов показаний датчиков контроля высотного распределения энерговыделения. Использование в качестве детекторов родиевых эмиттеров дает возможность фиксировать нейтронные шумы без искажений сигналов вследствие инерционности β -эмиссионного процесса. При установлении причинно-следственных связей необходимо принимать во внимание, что пространственно-временные изменения паросодержания теплоносителя и интенсивность вибраций могут зависеть от колебаний подач ГЦН, турбулизирующего воздействие дистанционирующих решеток и арматуры.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Reavis J. Vibration correlation for maximum fuel element displacement in parallel turbulent flow. — Nuclear Sci Engng, 1969, v. 38, № 1, p. 63—69.
2. Gorman D. An analytical and experimental investigation of vibration of cylindrical reactor fuel elements in two-phase parallel flow. — Ibid., 1971, v. 44, № 3, p. 277—290.

3. Chen Y., Weber M. Flow-induced vibrations in tube bundle heat exchangers. — ASME, 1970, p. 57.
4. Федорович Е.Д., Фокин Б.С., Аксельрод А.Ф. и др. Вибрации элементов оборудования ЯЭУ. М.: Энергоатомиздат, 1989.
5. Самарин А.А. Вибрации трубопроводов энергетических установок и методы их устранения. М.: Энергия, 1977.
6. Dostov A.I., Ivanov L.D. Coolant flow fluctuations and control of power of the chernobyl reactor before the accident. — In: ICONE-8, 2000, p. 273—278.
7. Thomson W. Vibration Theory and Application. Englewood: Prentice-Hall Inc., 1965. 339 p.
8. Болотин В.В., Москвин В.Г. О параметрических резонансах в стохастических системах. — Изв. АН СССР. Механика твердого тела, 1972, № 4, с. 88—94.
9. Hibiki T., Ishii M. Effect of flow-induced vibration on local flow parameters of two-phase flow. — Nuclear Engng Design, 1998, v. 185, p. 113—125.
10. Карманов Ф.В. Исследование распределения истинного паросодержания по длине кипящих каналов в предкризисных и закризисных режимах. — В кн.: Теплофизика-74. М.: Энергоатомиздат, 1974, с. 87.

Поступила 11.04.03

В окончательной редакции 20.02.04

УДК 621.039.524.2.034.3

ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫЙ ГЕЛИЕВЫЙ МОДУЛЬНЫЙ ЯДЕРНЫЙ РЕАКТОР С ШАРОВЫМИ ТВЭЛАМИ ДЛЯ ПРОИЗВОДСТВА ЭЛЕКТРОЭНЕРГИИ И ВОДОРОДА

*Филиппов Г.А., Богоявленский Р.Г. (ФГУП ВНИИАМ),
Пономарев-Степной Н.Н., Гольцев А.О. (РНЦ «Курчатовский ин-т»)*

ВТГР обладает преимуществами, существенно повышающими безопасность и экономичность за счет использования инертного гелиевого теплоносителя, микротопливных элементов и графитового замедлителя нейтронов. Это позволяет нагреть гелий в активной зоне до 1000 °С, в микротопливных элементах с многослойными керамическими покрытиями удерживать все продукты деления при глубокоом выгорании топлива и температуре до 1600 °С. Микротопливные элементы диспергируются в графитовых матрицах шаровых или блочных твэлов, их уникальные характеристики подтверждены в опытных и опытно-промышленных реакторах [1]. Шаровые твэлы можно перегружать во время кампании реактора, тепловую энергию деления тяжелых ядер и γ -излучение циркулирующих в радиационном контуре твэлов использовать для производства электроэнергии и химической продукции [2, 3]. Разработан проект реактора с шаровыми твэлами для производства электроэнергии и водорода наиболее экономичным способом при высокотемпературной паровой конверсии метана [4]. Подтвержденная при эксплуатации низкая радиоактивность гелиевого контура в опытно-промышленных ВТГР позволяет осуществить одноконтурную схему с гелиевой турбоустановкой с к.п.д. выработки электроэнергии около 48% при температуре гелия на входе в турбину 850 °С. Для удовлетворения современных требований безопасности разработана конструкция ВТГР в стальном корпусе с пассивными способами отвода остаточного энергосодержания при любых аварийных ситуациях. Невозможность расплавления твэлов и способность удержания радиоактивных продуктов деления и топлива в микротоп-