«АТОМНАЯ ЭНЕРГИЯ», Т. 32, ВЫП. 5 (МАЙ 1972)

Статистические характеристики кипящего реактора вблизи границы устойчивости

Б. В. КЕБАДЗЕ, В. И. ПЛЮТИНСКИЙ, Л. А. АДАМОВСКИЙ

УДК 621.039.524.4—97

Изучение статистических характеристик кипящего реактора необходимо для получения информации о критической с точки зрения устойчивости мощности [1, 2]. Для этого используется экстраполяция к нулю полуширины резонансного пика спектральной плотности или величины, обратной дисперсии «шума» [3]. Однако поскольку реактор является нелинейной системой, находящейся под воздействием случайных возмущений, то на границе и за пределами области линейной устойчивости обе указанные величины должны отличаться от нуля.

Рассмотрим упрощенную динамическую модель кипящего реактора при условии сохранения нелинейности лишь в уравнении кинетики. Предполагается, что обратная связь осуществляется только через паросодержание при постоянном давлении. Зависимость приращения количества пара ΔV от приращения мощности ΔN описывается системой линейных дифференциальных уравнений для изменения температуры твэлов, разбитых на два участка по радиусу, и аккумуляции пара в активной зоне:

$$\left.\begin{aligned}
&\Delta\dot{N}=\frac{\rho N}{l}-\frac{\beta}{l}\,\Delta N+\sum_{i=1}^{6}\lambda_i\,\Delta C_i;\\
&\Delta\dot{C}_i=\frac{\beta_i}{l}\,\Delta N-\lambda_i\,\Delta C_i,\quad i=1,2,\ldots,6;\\
&\tau_1\,\Delta\dot{\theta}_1=\frac{\Delta N}{\alpha_1F_1}-(\Delta\theta_1-\Delta\theta_2);\\
&\tau_2\,\Delta\dot{\theta}_2=\frac{\alpha_1F_1}{\alpha_1F_1+\alpha_2F_2}\,\Delta\theta-\theta_2;\\
&\Delta\dot{V}=\frac{\alpha_2F_2}{r}\,\Delta\theta_2-\frac{\Delta V}{r_3}+q\,(t);\\
&\rho=\rho_0+\Delta\rho=\rho_0+k_V\,\Delta V.
\end{aligned}\right\}\qquad(1)$$

Здесь α_1 и α_2 — коэффициенты теплоотдачи на границах участков и на границе твэл — теплоноситель; F_1 и F_2 — площади теплообмена; $\tau_1=\frac{c_1}{\alpha_1F_1}$; $\tau_2=\frac{c_2}{\alpha_1F_1+\alpha_2F_2}$, где c_1 и c_2 — теплоемкости участков. Температура теплоносителя предполагается равной температуре насыщения. В уравнении аккумуляции пара r — удельная теплота парообразования; τ_3 — постоянная времени аккумуляции пара; $q\,(t)$ —«внутренний» источник шума со спектральной плотностью $S_{qq}=\frac{q}{1+\omega^2T^2}$; k_V — паровой коэффициент реактивности. Отрицательная постоянная составляющая реактивности ρ_0 необходима для обеспечения установившегося режима.

Коэффициенты системы выбирались на основании более точных уравнений обратной связи [4] и, так же как параметры источника шума q и T, корректировались для установления соответствия с экспериментальными спектральными характеристиками флюктуаций потока нейтронов в реакторе ВК-50 по ширине резонанса и дисперсии шума при относительных стандартных отклонениях до 3%.

Статистически линеаризуем мультипликативную нелинейность ρN согласно [5, 6]:

$$\rho N\;\longrightarrow\;\rho_0N_0+M\,[\Delta\rho\,\Delta N]+N_0\,\Delta\rho+\rho_0\,\Delta N.\qquad(2)$$

Статистически осредняя первое уравнение в выражении (1) с учетом (2) и переходя к переменным $\frac{\Delta N}{N_0}=n$ и $\frac{\Delta C_i}{N_0}=C_i'$, получаем связь между корреляционным моментом $K_{\Delta\rho n}=M\,[\Delta\rho n]$ и ρ_0:

$$\rho_0+K_{\Delta\rho n}=0.\qquad(3)$$

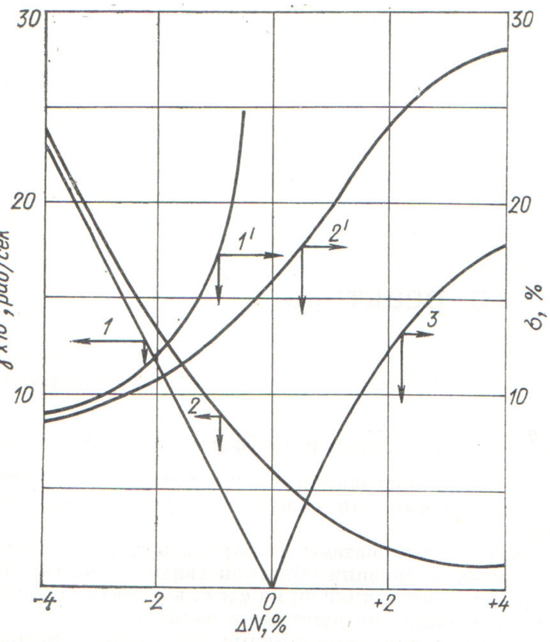
Для центрированных переменных из выражения (1) имеем

$$\left.\begin{aligned}
&\dot{n}=\frac{\rho_0-\beta}{l}\,n+\frac{\Delta\rho}{l}+\sum_{i=1}^{6}\lambda_iC_i';\\
&\dot{W}=LW+Q,
\end{aligned}\right\}\qquad(4)$$

где W — вектор переменных; L — оператор линейной части системы. Уравнения (4) отличаются от обычных линеаризованных уравнений реактора с обратной связью членом $\frac{\rho_0}{l}\,n$ в первом уравнении. Из соотношения

$$S_{\Delta\rho n}=r^{*-1}_{\Delta\rho q}\,r^{-1}_{nq}\,S_{qq}\qquad(5)$$

взаимная спектральная плотность $S_{\Delta\rho n}$ определяется через спектральную плотность источника шума S_{qq}. Здесь r^{-1}_{nq}—элемент матрицы, обратной матрице $R=j\omega E-A$, где A—матрица правой части системы (4); E—единичная матрица; $r^{*-1}_{\Delta\rho q}$—комплексно сопряженный элемент.



Зависимость стандартного отклонения σ и полуширины резонансного пика спектральной плотности флюктуаций мощности реактора γ от стационарной мощности:

1,1' — расчет по линейной модели шумов; *2,2'* — расчет по нелинейной модели шумов; *3* — расчет автоколебаний в отсутствие шумов. Абсцисса «0» относится к мощности, соответствующей границе линейной устойчивости.

Корреляционный момент $K_{\Delta\rho n}$ определяется уравнением

$$K_{\Delta\rho n} = \frac{1}{2\pi}\int\limits_{-\infty}^{+\infty} \mathrm{Re}\,[S_{\Delta\rho n}(\omega)]\,d\omega. \qquad (6)$$

Таким образом, используя выражения (5) и (6), можно вычислить корреляционный момент как функцию отрицательной реактивности ρ_0:

$$K_{\Delta\rho n} = K(\rho_0). \qquad (7)$$

Совместным решением (3) и (7) определяются ρ_0 и статистические характеристики реактора для данного режима.

Расчеты проводились для мощностей, соответствующих и не соответствующих области линейной устойчивости реактора. Принималось, что при небольшом изменении мощности вблизи границы устойчивости паровой коэффициент реактивности пропорционален, а постоянная времени аккумуляции пара обратно пропорциональна мощности. Параметры источника шума полагались неизменными. Зависимость (7) рассчитывалась на ЭВМ.

При расчете амплитуды колебаний в отсутствие источников шума уравнение (3) принимает вид

$$\rho_{0\,\text{крит}} + K_{\Delta\rho n}(\omega_{\text{рез}}) = 0. \qquad (8)$$

Значение $\rho_{0\,\text{крит}}$, соответствующее положению системы (4) на границе области линейной устойчивости, и резонансная частота $\omega_{\text{рез}}$ определяются с помощью частотного критерия Михайлова. Поскольку в данной методике высшие гармоники не учитываются, амплитуда колебаний реактивности a находится из уравнения

$$\rho_{0\,\text{крит}} + \frac{a^2}{2}\,\mathrm{Re}\,[W_0(\omega_{\text{рез}})] = 0, \qquad (9)$$

где W_0 — передаточная функция реактора без обратной связи.

Расчеты статистических характеристик, проведенные по изложенной методике, показывают (см. рисунок), что относительное стандартное отклонение флюктуаций мощности существенно превышает амплитуду колебаний, рассчитанную без учета шумов [4]. На границе устойчивости, где автоколебания имеют нулевую амплитуду, отклонение достигает 16%. Полуширина резонансного пика γ, рассчитанная по нелинейной модели с учетом шума, отлична от нуля во всем диапазоне мощностей. Поэтому для определения границы устойчивости путем экстраполяции γ к нулю следует использовать статистические характеристики мощностей, достаточно далеких от указанной границы. В противном случае необходимо учитывать уширение спектральных характеристик вследствие нелинейности системы.

Поступило в Редакцию 25/IX 1971 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Я. Крамеров, Я. В. Шевелев. Инженерные расчеты ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1965.
2. В. А. Афанасьев и др. «Атомная энергия», **24**, 363 (1968).
3. A. Akcasu. Nucl. Sci. and Engng, **10**, No. 4, 331 (1961).
4. Б. В. Кебадзе, В. И. Плютинский. «Атомная энергия», **31**, 89 (1971).
5. И. Е. Казаков. «Автоматика и телемеханика», **XXVI**, № 7, 1210 (1965).
6. Л. Г. Евланов, И. Е. Казаков. «Автоматика и телемеханика», № 12 18 (1969).

Энергетическая зависимость $\bar{\nu}$ при делении U^{238} быстрыми нейтронами

М. В. САВИН, Ю. А. ХОХЛОВ, И. Н. ПАРАМОНОВА, В. А. ЧИРКИН

УДК 546.791:621.039.512.23

В работе [1] опубликованы результаты очень точных измерений среднего числа нейтронов, испускаемых при делении U^{238} нейтронами с энергией 1,5—14 *Мэв*. Однако эти данные, так же как и ряд других [2, 3], недостаточно подробны, особенно в интервале энергий нейтронов 1,5—3 *Мэв*. В настоящей работе ход энергетической зависимости $\bar{\nu}$ для U^{238} измерен с помощью метода времени пролета с разрешением 1 *нсек/м*. Мето-