

метру в большинстве случаев численных экспериментов. На рисунке показаны результаты расчета типичной реализации относительного отклонения потока тепловых нейтронов. Используются макроконстанты реактора на тепловых нейтронах радиусом 4,6 м из работы [3] при среднем квадратическом возмущении макросечений  $\nu\Sigma \approx 1\%$  для блока из 6 ТВС. Представляет интерес перераспределение вероятностей при изменении качества отражателя, в частности, повышение роли гармоник «02» в реакторах без отражателя.

Приведенных в настоящей работе данных достаточно, чтобы оценить средний размер области перекоса одного знака и другие характеристики для реального реактора.

В заключение отметим, что флюктуации мощности ТВС определяются не только перекосом поля нейтронов, но также флюктуациями сечения деления и их интерференцией с флюктуациями поля нейтронов. Следует ожидать, что известные вероятности и доли вклада гармоник будут использованы в проектах размещения детекторов систем

контроля и способах обработки экспериментального материала.

Автор благодарен Я. В. Шевелеву за идею применения опубликованной ранее модели [4] к расхождению между расчетным и истинным потоками в реальном реакторе.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Карпов В. А., Постников В. В., Назарян В. Г. «Атомная энергия», 1976, т. 40, вып. 6, с. 456.
2. Карпов В. А. Препринт ИАЭ-2758. М., 1976.
3. Карпов В. А., Проценко А. Н. Препринт ИАЭ-2885. М., 1977.
4. Горюнов В. К. «Атомная энергия», 1978, т. 44, вып. 4, с. 357.
5. Горюнов В. К. Препринт ФЭИ-851. Обнинск, 1979.
6. Ермаков С. М., Михайлов Г. А. Курс статистического моделирования. М., «Наука», 1976.

Поступило в Редакцию 06.03.80

УДК 621.039.515

## Быстродействующий регулятор в пространственной динамике реактора

АФАНАСЬЕВ А. М., ТОРЛИН Б. В.

При рассмотрении автоматического регулирования пространственного распределения потока нейтронов, особенно если речь шла о подавлении ксеноновых колебаний, регуляторы считали быстродействующими [1—4]. Формально это означало, что по сравнению с медленно протекающими процессами инерционность электропривода и датчиков ничтожна, а коэффициент усиления  $K$  в цепи преобразования сигнала от датчика к исполнительному органу регулятора бесконечен. В настоящей работе дается количественная оценка влияния различия между большим и бесконечным значениями  $K$  на характеристики процесса для астатического локального регулятора нейтронного поля. Рассмотрение проводится в одногрупповом диффузионном приближении с учетом одной группы запаздывающих нейтронов и одного звена внутренней обратной связи первого порядка [4] с положительным коэффициентом реактивности  $\alpha$  и в пренебрежении временем жизни мгновенных нейтронов. Исходная система уравнений после линеаризации и преобразования Лапласа имеет вид

$$M^2 \frac{d^2}{dz^2} \varphi + (k_0 - 1) \varphi - \beta \varphi + \lambda c + \Phi_0 (\alpha x + \rho F) = 0;$$

$$\omega c = \beta \varphi - \lambda c; \quad \omega x = \varphi - x; \quad \omega \rho = -K \varphi(z_*) / \Phi_0(z_*) \quad (1)$$

с однородными граничными условиями на  $\varphi$ . Здесь  $\varphi$ ,  $c$ ,  $x$  и  $\rho$  — лапласовские образы относительных отклонений от стационарных значений соответственно нейтронного потока, концентрации источников запаздывающих нейтронов, параметра внутренней обратной связи и реактивности, локализация изменения которой описывается функцией  $F$ ;  $z_*$  — координата размещения датчика, управляющего регулятором;  $\Phi_0$  — стационарное распределение потока нейтронов. Остальные обозначения общеприняты. Если исполнительным органом является поглощающий стержень, конец которого находится в точке  $z_p$ , то  $F = H \delta(z - z_p)$ . Отметим, что  $\omega$  и  $\lambda$  безразмерны (за единицу измерения принята постоянная времени  $\tau$  внутренней обратной связи).

При  $\Phi_0 \equiv 1$  легко получить трансцендентное уравнение, связывающее собственные значения  $\omega$  системы (1) с параметрами реактора:

$$\cos(B/n) \cos(B/v) = \varepsilon \omega B \sin B; \quad (2)$$

$$b^2 = \left( \frac{\alpha}{\omega + 1} - \frac{\omega \beta}{\omega + \lambda} \right); \quad (3)$$

$$b = B(M/H); \quad \varepsilon = (M/H)^2/K; \quad n = H/z_p; \quad v = H/(H - z_*)$$

при  $z_* > z_p$ .

При условии  $\varepsilon \ll 1$ , которое реализуется в достаточно широком диапазоне возможных значений  $K$ , для наибольших значений  $\omega$  решение (2) с хорошей точностью может быть представлено в виде  $\omega = \omega_0 + \varepsilon \omega_1 = \omega_0 + \Delta \omega$ , где  $\omega_0$  соответствует предельному случаю  $\varepsilon = 0$ . Сохраняя только члены первого порядка по  $\varepsilon$ , из соотношения (3) получим выражение

$$\frac{\Delta \omega}{\omega_0} = -2 \frac{B_1}{\omega_0 B_0} (\omega_0 + 1) \frac{\lambda + \omega_0}{\lambda + (1 + 2\omega_0)(1 + \beta/b_0^2) - \alpha/b_0^2}; \quad (4)$$

в котором при  $v > n$  согласно уравнению (2)

$$B_0 = \pi n/2; \quad (5)$$

$$\frac{B_1}{\omega_0 B_0} = -\varepsilon n \frac{\sin B_0}{\cos B_0/v}; \quad (6)$$

$\omega_0$  определяется из соотношения (3) при  $B = B_0$ .

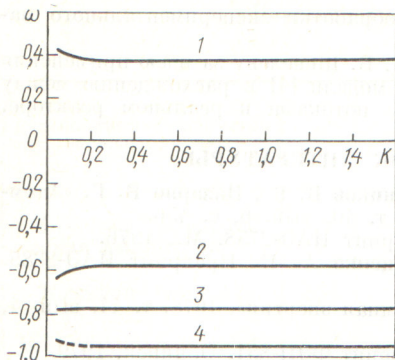
Если датчик расположен ближе к центру, чем конец стержня, т. е.  $n > v$ , в формулах (5) и (6)  $n$  следует заменить на  $v$ , а  $v$  на  $n$ . Случай симметричного размещения датчика и конца стержня ( $n = v$ ) требует отдельного рассмотрения. При  $\varepsilon = 0$  стремление  $v$  к  $n$  приводит к вырождению системы уравнений (1) и появлению второго (кратного) корня  $\omega_0$ , т. е. к полюсу второго порядка (ситуация типа жорданова ящика второго порядка). Это, в свою очередь, означает, что при описании временного поведения помимо членов вида  $\exp \omega t$  появляются члены вида  $t \exp \omega t$ . Вырождение при  $n = v$  исчезает, когда  $\varepsilon \neq 0$ . При малых значениях  $\varepsilon$  вместо (6) будем иметь

$$\frac{B_1}{\omega_0 B_0} = \pm n \sqrt{\frac{\varepsilon}{\omega_0 B_0}} \sin B_0. \quad (7)$$

С помощью полученных выражений легко оценить погрешность, вносимую в параметр  $\omega$  заменой реального значе-

\* При отрицательном подкоренном выражении  $\omega$  становится комплексным.





Зависимость  $\omega$  от  $K$ : 1 —  $n = 5, v = 5/4$ ; 2 —  $n = 5, v = 5/3$ ; 3 —  $n = 5, v = 2$ ; 4 —  $n = 5, v = 10/3$ ; — — —  $\text{Re } \omega$  при  $\omega^*$  комплексном]

ния  $K$  бесконечно большим. Сравнение с численными расчетами показало, что эти формулы, несмотря на их простоту, можно использовать не только для качественной, но и для количественной оценки эффекта. Численные расчеты проводили с помощью модифицированного варианта программы FOSC [5], которая предназначена для определения  $\omega$  в более сложных, хотя и одномерных моделях реакторов. Использование в программе метода полиномов Чебышева позволило также учесть время жизни мгновенных нейтронов и инерционность электропривода. Проводились расчеты при варьировании в широких пределах различных параметров системы. Наиболее существенное влияние на результаты оказывали положение датчика и стержня, коэффициент реактивности  $\alpha$  и коэффициент усиления регулятора  $K$ . На рисунке показана зависимость  $\omega$  от  $K$  при различных вариантах размещения датчика и стержня. Стационарное распределение  $\Phi_0$  считали синусоидальным,  $(M/H)^2 \approx 2 \cdot 10^{-3}$ ,  $\lambda = 60$  (что соответствует  $\tau = 600$  с),  $\beta = 7,5 \cdot 10^{-3}$  и  $\alpha = 10^{-2}$ . Время жизни мгновенных нейтронов приняли равным  $10^{-3}$  с, а постоянную времени инерции двигателя равной 1 с, но они фактически не оказывали влияния на зависимость, приведенную на рисунке. Отметим, что в координатах  $(\omega, \epsilon)$  кривые 1—4 превращаются в четкие прямые, а отношения  $\Delta\omega/\omega_0$ , вычисленные по формулам (4) и (6),

отличаются от результатов численных расчетов приблизительно на 1%\*.

Проведенное исследование позволяет сделать следующие основные выводы. Значения  $\omega$  практически не отличаются от  $\omega_0$  в широком диапазоне изменения  $K$ , т. е. регулятор при этих значениях  $K$  можно считать быстродействующим. Наибольшее различие между  $\omega$  и  $\omega_0$  ( $\sim 17\%$ ) отмечается при  $K = 4,5 \cdot 10^{-2}$  (левый конец кривой 1). При таком значении  $K$ ,  $\tau = 30$  с и разбалансе  $\Delta\Phi/\Phi_0 = 3 \cdot 10^{-2}$  скорость ввода реактивности стержнем автоматического регулятора составит всего  $6 \cdot 10^{-3}$   $\beta/\text{с}$ , т. е. будет на порядок меньше, чем допускается правилами ядерной безопасности [6]. В зависимости от размещения датчика и стержня возрастание  $K$  может привести как к увеличению, так и к уменьшению устойчивости. И, наконец, следует отметить, что подобно эффекту повышения устойчивости при разнесении датчика и стержня (известному из опубликованных ранее работ [2—4, 7]), все эффекты, отмечавшиеся выше, не описываются в точечном приближении.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Хитчок А. Устойчивость ядерных реакторов. М., Гостомиздат, 1963.
2. Постников П. С., Сабаев Е. Ф. «Атомная энергия», 1969, т. 26, вып. 1, с. 56.
3. Афанасьев А. М., Торлин Б. З. Там же, 1977, т. 43, вып. 4, с. 243.
4. Емельянов П. Я. и др. Там же, 1979, т. 46, вып. 2, с. 82.
5. Афанасьев А. М. Препринт ИТЭФ-83. М., 1979.
6. Правила ядерной безопасности атомных электростанций (ПВЯ-04—74). М., Атомиздат, 1976.
7. Афанасьев А. М., Торлин Б. З. «Атомная энергия», 1978, т. 44, вып. 6, с. 530.

Поступило в Редакцию 06.03.80

\* Значение  $\omega_0$  для синусоидального стационарного нейтронного поля с большей точностью определяется из соотношения (3) при

$$b^2 = \left(\frac{M}{H}\right)^2 \pi^3 (n^2 - 1) \left[ 4n \sin^2 \left(\frac{\pi}{2n}\right) \left(1 + \frac{1}{2} \frac{1}{4n^2 - 1}\right) \right].$$

УДК 621.039.515

## О быстродействии регулятора в цилиндрическом реакторе

ТОРЛИН Б. З.

В работе [1] изучена радиальная устойчивость цилиндрического реактора с быстродействующим центральным автоматическим регулятором. Протекающие в реакторе процессы считали достаточно медленными, чтобы запаздыванием регулятора можно было пренебречь.

На примере простой модели рассмотрим, в какой мере и в каких пределах такая идеализация справедлива. В одногрупповом диффузионном приближении без учета инерционного звена [2] с положительным коэффициентом реактивности  $\alpha$  получим после линеаризации и преобразования Лапласа:

$$\begin{aligned} M^2 \Delta\phi + (k_0 - 1)\phi - \beta\phi + \lambda c + \alpha x \Phi_0 &= 0; \\ \omega c &= \beta\phi - \lambda c; \\ \omega x &= \phi - x; \\ \omega\gamma &= -\kappa\phi(r_g)/\Phi_0(r_g) \end{aligned} \quad (1)$$

с граничными условиями на  $\phi$

$$R\phi'(R) = \Gamma\phi(R) \quad \text{и} \quad r_c\phi'(r_c) = \gamma\Phi_0(r_c).$$

Здесь  $\phi, c, x$  и  $\gamma$  — лапласовские образы относительных отклонений от стационарного уровня соответственно нейтронного потока, концентрации источников запаздываю-

щих нейтронов, параметра внутренней обратной связи и граничного условия на поглощающем стержне радиусу;  $c$  — область распределения  $\phi, c$  и  $x$  — отрезок  $[r_c, R]$ ;  $R$  и  $r_g$  — соответственно радиусы активной зоны и окружностей, на которых расположены датчики системы регулирования, измеряющие нейтронный поток;  $\kappa$  — коэффициент усиления регулятора.

Остальные обозначения общеприняты. Индексом 0 помечены стационарные величины. Заметим, что  $\kappa$  и  $\lambda$ , так же как и собственная частота  $\omega$ , безразмерны. В качестве масштаба выбрана постоянная времени  $\tau$  внутренней обратной связи. Устойчивость реактора характеризуется реальной частью того собственного значения  $\omega$ , у которого она максимальна.

Для выравненного начального распределения нейтронов ( $k_0 = 1$ ;  $\Phi_0 = 1$  и  $\Gamma = 0$ ) при  $r_c \ll R$  из системы (1) можно получить трансцендентное уравнение для определения  $\omega$ :

$$N_1(B) J_0(B\chi_g) - N_0(B\chi_g) J_1(B) = \frac{2}{\pi} \varepsilon \omega J_1(B), \quad (2)$$

где

$$\chi_g = r_g/R; \quad \varepsilon = 1/\kappa; \quad b = BM/R;$$