

УДК 621.039.52.034.7.44:62-503

Расчет устойчивости больших корпусных кипящих реакторов

ПЛОТИНСКИЙ В. И., ЛЕПНИК П. А.

В корпусных реакторах возможны следующие виды неустойчивости: нейтронно-физическая (резонансная), связанная с действием сильной обратной связи, обусловленной паровым коэффициентом реактивности; гидравлическая (межканальная и общеконтурная); низкочастотная, вызванная изменением давления в реакторе из-за небалансов производства и потребления теплоты. Изучению этих видов неустойчивости посвящены, например, работы [1—4]. Несмотря на различные применяемые методы, в этих работах используется ряд общих допущений:

кинетика реактора рассматривается в точечном приближении;

нейтронно-физическая и гидравлическая неустойчивости рассматриваются независимо одна от другой, хотя уже в работе [5] указано на необходимость учета их взаимодействия.

Для исследования устойчивости больших корпусных реакторов необходимо использовать модели, учитывающие пространственные эффекты кинетики, а также взаимодействие гидродинамических и нейтронно-физических процессов. В частности, при учете этих факторов утверждение [1] о том, что устойчивость точечной модели кинетики (основной моды нейтронного потока) для реактора с отрицательным паровым коэффициентом реактивности гарантирует устойчивость его высших мод, оказывается неверным.

В настоящей статье излагается методика расчета устойчивости, учитывающая взаимодействие пространственных гидравлических и нейтронно-физических эффектов. Приняты следующие основные допущения:

1) задача рассматривается в линейном приближении;

2) давление в паровом пространстве и температура циркулирующей воды на входе в активную зону (АЗ) считаются постоянными (низкочастотные колебания не рассматриваются);

3) кинетика реактора рассматривается в моноэнергетическом диффузионном приближении;

4) предполагается, что реактивность зависит только от паросодержания (малыми температурными эффектами пренебрегаем для упрощения выкладок);

5) тепловыделение в точке \mathbf{r} топлива в момент τ пропорционально плотности нейтронного потока $\Phi(\mathbf{r}, \tau)$;

6) перепады давления теплоносителя на всех топливных кассетах в каждый момент времени одинаковы;

7) контур циркуляции вне пределов активной зоны одномерен.

С учетом допущений 1 и 2 изображение по Лапласу отклонения плотности нейтронного потока $\Delta\Phi(\mathbf{r}, p)$ от стационарного значения может быть представлено в виде

$$\Delta\Phi(\mathbf{r}, p) = \sum_{i=0}^{\infty} a_i(p) f_i(\mathbf{r}), \quad (1)$$

где f_i — ортонормированные функции (моды), являющиеся решениями уравнения

$$\operatorname{div}(D_0 \operatorname{grad} f_i) + \Sigma_0(k_{\infty}^0 - 1) f_i + \mu_i \Sigma_0 k_{\infty}^0 f_i = 0 \quad (2)$$

с граничными условиями

$$f_i(\mathbf{r}) + b(\mathbf{r}) \operatorname{grad} f_i(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{n} = 0 \quad (3)$$

на внешней поверхности АЗ ($\Phi_0 \equiv f_0$).

Коэффициенты разложения $a_i(p)$ зависят от изменения параметров реактора и находятся из уравнения

$$\operatorname{div}(\Delta D \operatorname{grad} \Phi_0) + \Delta \Sigma \Phi_0 [k_{\infty}^0 - 1 - k_{\infty}^0 W_{\beta}(p)] + \Delta k_{\infty}^0 \Sigma_0 \Phi_0 [1 - W_{\beta}(p)] = \quad (4)$$

$$= \sum_{i=0}^{\infty} a_i(p) (p/v_0 + \Sigma_0 k_{\infty}^0 W_{\beta}(p) + \mu_i \Sigma_0 k_{\infty}^0) f_i.$$

В выражениях (1) — (4) введены такие обозначения: Σ — макроскопическое сечение захвата; p — переменная преобразования Лапласа; $W_{\beta}(p) = p \sum_{m=1}^{\infty} \beta_m / (p + \lambda_m)$; \mathbf{n} — вектор нормали к поверхности АЗ; индексом 0 обозначены значения параметров, соответствующие невозмущенному состоянию; Δ — символ отклонения параметра; остальные обозначения совпадают с обозначениями в работе [6], (см. § 1.4).

В соответствии с допущением (4) отклонения где физических параметров в возмущенном реакторе зависят только от паросодержания φ и их можно записать в виде

$$\left. \begin{aligned} \Delta D(\mathbf{r}, \tau) &= \psi(\mathbf{r}) \Delta \varphi(\mathbf{r}, \tau) \\ \Delta k_{\infty}(\mathbf{r}, \tau) &= \eta(\mathbf{r}) \Delta \varphi(\mathbf{r}, \tau) \\ \Delta \Sigma(\mathbf{r}, \tau) &= \xi(\mathbf{r}) \Delta \varphi(\mathbf{r}, \tau) \end{aligned} \right\}, \quad (5)$$

где

$$\psi = \frac{\partial D(\mathbf{r})}{\partial \varphi(\mathbf{r})}; \quad \eta = \frac{\partial k_{\infty}(\mathbf{r})}{\partial \varphi(\mathbf{r})}; \quad \xi = \frac{\partial \Sigma(\mathbf{r})}{\partial \varphi(\mathbf{r})}. \quad (6)$$

При вычислении (6) можно использовать неодноточечные приближения и учитывать реальный спектр нейтронов в каждой точке \mathbf{r} .

Таким образом, для определения реактивности возмущенного реактора необходимо точно рассчитывать пространственное распределение паросодержания в реакторе. Для этого целесообразно воспользоваться численным методом определения комплексных частотных характеристик (КЧХ) паросодержания и других необходимых параметров по длине канала [7, 8]. Этим методом могут быть рассчитаны КЧХ, соответствующие передаточным функциям (ПФ) $W_{\varphi qij}^h(z, p)$ и $W_{\varphi qi}^h(z, p)$, связывающим изменение паросодержания в каждом сечении z j -й кассеты с возмущениями по i -й моде $[a_i(p) F_i(\mathbf{r})]$ и по расходу воды на входе в кассету $[\Delta g_j(p)]$. Используя эти ПФ, можно рассчитывать изменение паросодержания:

$$\Delta \varphi(\mathbf{r}, p) = \sum_{i=0}^{\infty} a_i(p) W_{\varphi ij}^h(z, p), \quad (7)$$

где $W_{\varphi ij}^h = W_{\varphi qij}^h + W_{\varphi gj}^h (W_{gqij}^h + W_{gGj}^h W_{Gqi}^h)$; W_{gqij}^h, W_{Gqi}^h — ПФ, связывающие соответственно изменение расхода воды на входе в кассету и изменение общего расхода на входе в АЗ $[\Delta G(p)]$ с возмущением по i -й моде; W_{gGj}^h — ПФ, связывающая изменение $\Delta g_j(p)$ с возмущением по $\Delta G(p)$; $j = j(\mathbf{r})$; $z = z(\mathbf{r})$.

ПФ при возмущении i -й модой определяются, как изображения по Лапласу изменений соответствующих параметров при изменении тепловыделения (Δq_{ij}) в твэлах каждой кассеты по закону:

$$\Delta q_{ij}(z, \tau) = \frac{\bar{q}_{0j}(z)}{\bar{f}_{0j}(z)} \bar{f}_{ij}(z) \delta(\tau), \quad (8)$$

где $\bar{q}_{0j}(z)$ — среднее по сечению кассеты тепловыделение в невозмущенном реакторе; $\delta(\tau)$ — δ -функция Дирака; $\bar{f}_{ij}(z)$ — среднее по сечению кассеты значение i -й моды; $f_{ij}(z) = f_i(\mathbf{r})$.

Подставим (7) и (5) в (4), умножим обе части на f_i и проинтегрируем по объему АЗ. Тогда с учетом ортонормированности (с весом $\Sigma_0 k_{\infty}^0$) системы $\{f_i\}$ получим

$$\sum_{i=0}^{\infty} a_i(p) d_{ti}(p) - p \sum_{i=0}^{\infty} a_i(p) l_{ii}^{0\Phi} = W_{ki}^{-1}(p) a_i(p), \quad (9)$$

$$d_{ti} = \int_V \Omega_i(\mathbf{r}, p) W_{\varphi ij}^h(z, p) dV + \int_S \Omega''(\mathbf{r}, p) W_{\varphi ij}^h(z, p) dS; \quad (10)$$

$$\Omega_i = -\psi \text{grad } f_0 \cdot \text{grad } f_t + \xi f_0 f_t [k_{\infty}^0 - 1 - k_{\infty}^0 W_{\beta}(p)] + \eta \Sigma_0 f_0 f_t [1 - W_{\beta}(p)];$$

$$\Omega_i'' = \psi f_t \text{grad } f_0 \cdot \mathbf{n};$$

$W_{kt} = (p l_{tt}^{0\Phi} + W_k + \mu t)^{-1}$ — ПФ кинетики для моды f_t ; $l_{ii}^{0\Phi} = \int_V (f_i f_i / v_0) dV$ — эффективное время

жизни нейтронов $l_{ii}^{0\Phi} \approx l_{00}^{0\Phi} \neq l_i^{0\Phi}$; $l_{ii}^{0\Phi} \approx 0$ при $t \neq i$. Интегрирование во втором слагаемом выражения (10) ведется по внешней поверхности реактора S (для больших реакторов часто принимают $\Omega'' = 0$).

Получим ПФ, связывающие изменение мощности реактора с изменениями расхода воды как по всему контуру, так и по отдельным каналам. Разобьем весь контур циркуляции на три участка: активную зону, подъемный и опускной участки (относящиеся к ним значения обозначены индексами АЗ, ПОД и ОП). К подъемному участку условно отнесем весь объем контура над АЗ, где есть двухфазный поток, к опускному — контур с однофазным потоком.

Для простоты сначала будем считать, что отклонение мощности в реакторе описывается одной i -й модой. Тогда изменение перепада давления $(\Delta P)_{ij}^h$ на j -м канале:

$$\Delta P_{ij}^h(p) = W_{Pqij}^h(p) a_i(p) + W_{Pgi}^h(p) \Delta g_{ij}(p), \quad (11)$$

где Δg_{ij} — приращение расхода воды на входе в канал, вызванное изменением i -й моды; W_{Pqij}^h, W_{Pgi}^h — ПФ, связывающие изменения перепада давления на канале с возмущениями по i -й моде и по расходу на входе в канал соответственно; КЧХ этих функций определяются по работе [8].

С учетом допущения 6 из формулы (11) можно получить

$$\Delta g_{ij}(p) = a_i(p) W_{gqij}^h(p) + W_{gGi}^h(p) \Delta G_i(p), \quad (12)$$

где

$$W_{gGj}^h = W_{PG}^{A3} / W_{Pgj}^h;$$

$$W_{gqij}^h = (W_{Pqi}^{A3} - W_{Pqij}^h) / W_{Pgij}^h;$$

$$W_{PG}^{A3} = \left[\sum_j (W_{Pgj}^h)^{-1} \right]^{-1};$$

$$W_{Pqi}^{A3} = W_{PG}^{A3} \sum_j (W_{Pqij}^h / W_{Pgij}^h);$$

$$\Delta G_i = \sum_j \Delta g_{ij}.$$

Приращение расхода воды на входы в АЗ при возмущении i -й модой $[\Delta G_i(p)]$ может быть записано в виде

$$\Delta G_i(p) = -a_i(p) \frac{W_{Pqi}^{AZ}(p) + W_{Pqi}^{под}(p)}{W_{PG}^{AZ}(p) + W_{PG}^{под}(p) + W_{PG}^{оп}(p)}, \quad (13)$$

где $W_{Pqi}^{под}$ — ПФ, связывающая изменение перепада давления $\Delta P^{под}$ с возмущением по i -й моде (при $\Delta G = 0$); $W_{PG}^{под}$, $W_{PG}^{оп}$ — ПФ, связывающие изменения $\Delta P^{под}$ и $\Delta P^{оп}$ с возмущениями по ΔG .

Комплексные частотные характеристики $W_{PG}^{под}$, $W_{Pqi}^{под}$ определяются в соответствии с допущением 7 по методикам [2, 9] с использованием получаемых по работе [8] КЧХ расходов воды и пара на выходе из кассет; $W_{PG}^{оп}$ определяется из уравнений однофазной гидродинамики.

Получены выражения для величин, входящих в формулу (9). Предположим, что для анализа устойчивости достаточно ограничиться рассмотрением конечного числа мод. Тогда (9) можно записать в виде матричного уравнения:

$$A = \|W\| \cdot A, \quad (14)$$

где A — вектор с компонентами $(a_0, a_1, a_2, \dots, a_s)$; $\|W\|$ — квадратная матрица порядка $s + 1$ с элементами

$$W_{ti}(p) = [d_{ti}(p) - p^{l_{ti}^{ф}} c_{ti}] W_{kt}(p), \quad c_{ti} = \begin{cases} 0, & t = i; \\ 1, & t \neq i. \end{cases}$$

Уравнение (14) позволяет анализировать рассматриваемые виды неустойчивости в их взаимосвязи. Так, наличие полюсов в правой полуплоскости у передаточных функций W_{ti} свидетельствует о межканальной (при наличии нуля в правой полуплоскости у ПФ W_{PG}^{AZ}) или об общеконтурной (при наличии нуля в правой полуплоскости у ПФ $W_{PG}^{AZ} + W_{PG}^{под} + W_{PG}^{оп}$) неустойчивости циркуляции. Если пренебречь недиагональными элементами матрицы $\|W\|$, анализ уравнения (14) позволяет судить об устойчивости отдельных мод вне их взаимосвязи [например, элемент $W_{00}(p)$ описывает кинетику в точечном приближении]. Однако для больших корпусных реакторов, как следует из приведенных далее примеров, необходимо рассматривать взаимодействие мод.

Пусть $v_i(\omega)$ ($i = 0, 1, \dots, S$) — собственные значения матрицы $\|W\|$ при $p = j\omega$. Можно показать, что если передаточные функции, соответствующие элементам $\|W\|$, не имеют полюсов в правой полуплоскости (т. е. гидравлическая неустойчивость отсутствует), то для устойчивости системы (14) необходимо и достаточно, чтобы годографы всех векторов $v_i(\omega)$ при изменении ω от 0 до ∞ не охватывали точку $(1, j0)$ (аналогично

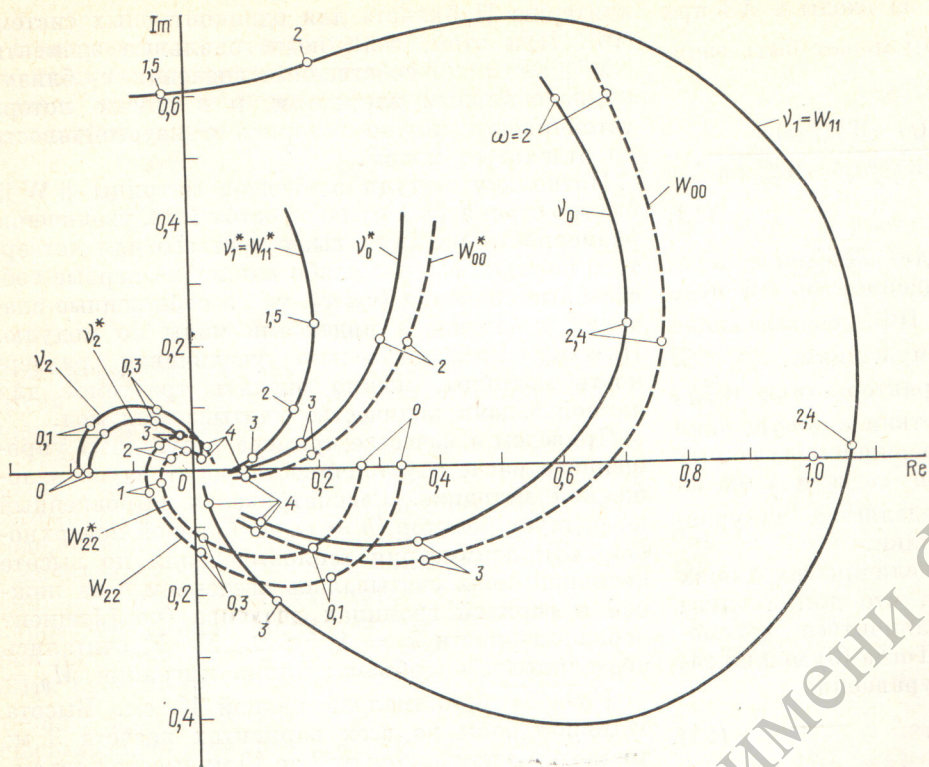
критерию Найквиста для одноконтурных систем) [10]. При этом, если недиагональные элементы $\|W\|$ малы, то собственные значения v_i близки к диагональным элементам, и в случае потери устойчивости можно говорить о неустойчивости по отдельным модам.

Поскольку модули элементов матрицы $\|W\|$ быстро стремятся к нулю с ростом i и t , увеличение размерности матрицы выше третьего или четвертого порядка обычно слабо влияет на первые собственные значения (v_0, v_1, v_2), а собственные значения с большими индексами малы по модулю. Поэтому последовательно увеличивая размерность матрицы, можно оценить требуемое для данной задачи количество учитываемых мод.

Приведем в качестве примера результаты упрощенного расчета устойчивости реактора по изложенной методике. Рассматривался выровненный по радиусу реактор ($b = \infty$ на боковой поверхности АЗ); асимметрия тепловыделения по высоте активной зоны учитывалась введением b на нижней и верхней границах реактора (коэффициент неравномерности $k_z = 1, 5$); $D_0, \Sigma_0, k_\infty^0$ считались постоянными по объему; длина миграции $M_0 = \sqrt{D_0/\Sigma_0}$ принималась равной 10 см. Высота активной зоны во всех вариантах расчета 3 м; диаметр АЗ изменялся от 2 до 10 м; высота подъемного участка над АЗ 6,4 м, давление в реакторе 10 МПа.

Рассматривались режимы с различными нагрузками N и недогревами воды на входе $\Delta t_{в}^H$. Коэффициент $\eta(z)$ рассчитывался с учетом реального распределения параметров по высоте зоны на основании двухгрупповых констант, коэффициенты $\xi(z)$ и $\psi(z)$ принимались равными нулю. Паровой эффект реактивности в рассмотренных режимах варьировал в пределах 0,03—0,07, а паросодержание ϵ на выходе — в пределах 0,5—0,7.

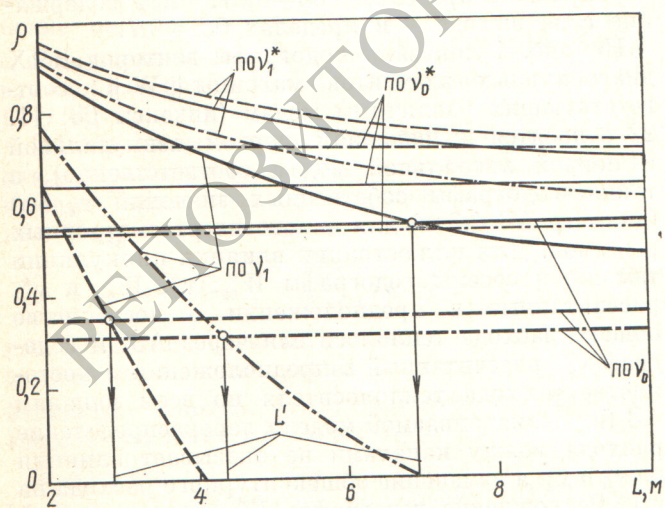
На рис. 1 показаны годографы векторов КЧХ диагональных элементов матрицы $\|W\|$, соответствующих различным модам (индексы 00, 11, 22 относятся к основной, первой азимутальной и первой аксиальной модам соответственно), а также годографы собственных значений $v_i(\omega)$ (диаметр АЗ 4,3 м) для одного из рассмотренных режимов. Для иллюстрации влияния циркуляции там же нанесены годографы W_{00}^* , v_0^* , W_{22}^* и v_2^* , рассчитанные в предположении о постоянстве общего расхода теплоносителя через АЗ, и годограф v_1^* , рассчитанный в предположении о постоянстве расхода теплоносителя по всем каналам АЗ (в рассматриваемой модели перераспределение расхода между каналами не оказывает влияния на v_0 и v_2 , а изменение общеконтурного расхода на v_1). Расхождение годографов W_{00} и v_0 , а также W_{22} и v_2 показывает существенное взаимное влияние основной и первой аксиальной мод (в результате устойчивость обеих мод увеличивается). Годо-



Р и с. 1. Годографы векторов КЧХ диагональных элементов (—) и собственных значений (---) матрицы $\|W\|$ при $N = 100\%$, $\Delta i_B = 167$ кДж/кг (○ — значения частоты ω , рад·с⁻¹)

графы векторов W_{11} и v_1 совпадают, поскольку в рассматриваемой модели $d_{10} = d_{12} = 0$. Влияние циркуляции уменьшает устойчивость всех мод, особенно ярко это проявляется для азимутальной моды, которая в данном режиме становится неустойчивой.

Влияние межканальных колебаний расхода на устойчивость больших реакторов иллюстрируется



Р и с. 2. Зависимость запаса устойчивости ρ от диаметра L : —, — — — $N = 100\%$, $\Delta i_B = 115$ кДж/кг; - - - $N = 100\%$, $\Delta i_B = 167$ кДж/кг; - · - · - $N = 140\%$, $\Delta i_B = 115$ кДж/кг

рис. 2 (в качестве меры запаса устойчивости принято расстояние ρ соответствующего годографа от точки $+1, j0$). При построении зависимостей принималось, что гидравлические характеристики как отдельных каналов, так и контура в целом (т. е. W_{gqi}^h и W_{gqi}^b) не зависят от диаметра АЗ. У реакторов, диаметр АЗ которых превышает некоторый диаметр L' , раньше будет наступать неустойчивость не основной, а азимутальной моды. Диаметр L' уменьшается со снижением гидравлической устойчивости каналов к межканальным пульсациям.

Выводы. Особенности теплофизических процессов в больших корпусных реакторах требуют при расчетах устойчивости рассматривать уравнения пространственной кинетики совместно с уравнениями циркуляции в каналах АЗ и в контуре в целом. Динамика общеконтурной циркуляции в ряде случаев оказывает дестабилизирующее влияние на устойчивость основной моды. Поэтому в большом реакторе может развиваться общеконтурная гидронейтронная неустойчивость, характеризующаяся совместными колебаниями циркуляции и нейтронного потока. Первая аксиальная мода обычно оказывает стабилизирующее влияние на устойчивость основной моды.

В больших реакторах возможна особая межканальная гидронейтронная нестабильность, вызванная взаимным влиянием межканальных гидравлических эффектов и азимутальной моды нейтронного потока. В отличие от чисто гидравли-

ческой нестабильности этот эффект зависит от поперечного размера АЗ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Хитчок А. Устойчивость ядерных реакторов. М., Госатомиздат, 1963.
2. Морозов И. И., Герлига В. А. Устойчивость кипящих аппаратов. М., Атомиздат, 1969.
3. Грицков В. И. и др. «Атомная энергия», 1968, т. 25, вып. 6, с. 514.
4. Кебадзе Б. В., Плотинский В. И. «Атомная энергия», 1971, т. 31, вып. 2, с. 89.
5. Зиви С., Райт Р. В кн.: Кинетика и регулирование ядерных реакторов. Пер. с англ. под ред. П. А. Гаврилова. М., Атомиздат, 1967, с. 187.
6. Емельянов И. Я., Гаврилов П. А., Селиверстов Б. Н. Управление и безопасность ядерных энергетических реакторов. М., Атомиздат, 1975.
7. Плотинский В. И., Фишгойт Л. Л. «Атомная энергия», 1968, т. 25, вып. 6, с. 474.
8. Санковский Г. А., Фишгойт Л. Л., Плотинский В. И. В кн.: Вопросы атомной науки и техники. Сер. Динамика ЯЭУ. Вып. 2. М., изд. ЦНИИАтоминформ, 1977, с. 56.
9. Руцинский В. М., Хвостова Н. Я. В кн.: Труды ЦНИИ комплексной автоматизации. Вып. 16. М., «Энергия», 1967, с. 237.
10. Macfarlane A., Belletrutti J. «Automatica», 1973, v. 9, № 5, p. 575.

Поступила в Редакцию 9.10.79
В окончательной редакции 18.06.79

УДК 658.52.011.56:621.311.25:621.039

Применение трехимпульсного регулятора для поддержания температуры теплоносителя быстрого реактора в аварийных режимах

АФАНАСЬЕВ В. А., ГРЯЗЕВ В. М., ЕФИМОВ В. Н., ПЛОТИНСКИЙ В. И., ТЮФЯГИН А. Н.

В быстрых реакторах, характеризующихся значительными подогревами теплоносителя в активной зоне, при срабатывании аварийной защиты могут возникнуть большие температурные напряжения, представляющие опасность для элементов конструкции ядерно-энергетических установок (ЯЭУ). Одним из способов снижения этих напряжений является управление расходом теплоносителя с тем, чтобы кривые спада мощности и расхода при срабатывании защиты были близки. При этом температура теплоносителя на выходе из реактора во время переходного процесса будет приблизительно постоянной, а температурные напряжения минимальными.

Одной из наиболее распространенных схем питания главных циркуляционных насосов (ГЦН) является схема, используемая на БОР-60 (рис. 1) [1, 2]. Она включает синхронный двигатель СД и генератор Г, питающий двигатель постоянного тока Д. Для регулирования скорости вращения ГЦН в цепи обмотки возбуждения (ОВ) генератора имеется переменное сопротивление R_p , управляемое двигателем с постоянной скоростью вращения УД. После отключения СД от цепи за счет перераспределения кинетической энергии машин (путем изменения возбуждения генератора) можно в довольно больших пределах изменять закон снижения расхода теплоносителя [2].

На БОР-60 был проведен эксперимент, в котором испытывался одноимпульсный регулятор температуры, воздействующий на возбуждение генератора после срабатывания аварийной защиты [2]. Сигнал на регулятор поступал от малоинер-

ционных термопар, установленных на выходе из тепловыделяющих сборок (ТВС) активной зоны. В результате испытаний была показана возможность достаточно точного поддержания температуры в этом режиме. Однако низкая надежность малоинерционных термопар не позволяет использовать их показания в штатной системе регулирования.

В настоящей статье рассмотрена возможность регулирования температуры теплоносителя в режимах срабатывания защиты путем использования сигналов инерционных термопар, установленных на выходе из реактора. Поскольку существует большая инерционность верхнего объема реактора и термопары, для улучшения качества регулирования дополнительно используются импульсы по расходу теплоносителя и нейтронной мощности.

Задачей регулятора (см. рис. 1) является поддержание температуры теплоносителя на выходе из реактора на уровне, соответствующем его значению до момента аварии. Поэтому основным регулируемым параметром является температура t_p , измеряемая термопарой. Так как регулятор должен поддерживать температуру, равную ее значению в момент до начала аварии, проводится автоматическая подстройка сигнала заданной температуры. Для этого сигнал отклонения температуры формируется цепочкой, состоящей из сумматора Σ_3 , в обратную связь которого включено интегрирующее устройство I_2 .

В нормальном режиме контакт реле Р замкнут. При появлении на выходе Σ_3 разбаланса сигнал интегратора будет меняться до тех пор, пока раз-