

Механизмы формирования естественных температурных зависимостей в реакторе водо-водяного типа при принудительной циркуляции теплоносителя

Д.Г. Кресов

АО «ОКБМ Африкантов»,
603074 Россия, г. Нижний Новгород, Бурнаковский проезд, 15

Реферат. В реакторах типа PWR естественные статические зависимости температур теплоносителя на входе и выходе из реактора от мощности реактора в условиях саморегулирования могут превышать или уменьшать относительно единицы коэффициент усиления цепи обратных связей реактора. Последний существенно определяет характер переходных процессов, проявляясь в амплитудах динамических возмущений параметров реактора и продолжительности выхода этих параметров на стационарные значения. Эволюционное развитие реакторных установок в направлении увеличения энергозапаса активных зон привело к появлению их новых свойств, в том числе влияющих на естественные обратные связи. В работе рассматривается ряд значимых факторов: радиальная и аксиальная неравномерности полей энерговыделений, а также их влияние на эффект реактивности по температуре теплоносителя (Т-эффект) в зависимости от вида коэффициента размножения как функции поля. Исследования основываются на известном подходе к раскрытию физического механизма усиления, примененному к частному случаю представления зоны каналами с различной теплонапряженностью. В работе этот подход развивается в более общей постановке. Обсуждаются ограничения используемых для описания механизма линейных моделей. На базе упрощенных моделей дан вывод коэффициентов усиления обратных связей и представлен ряд обобщений по каждому из факторов. Отмечена сложность прогнозирования их совместного проявления на этапе проектирования, связанная с имеющимися расчетными неопределенностями. В этой связи сделан вывод о целесообразности использования экспериментальных данных, полученных на действующих реакторных установках, с целью уточнения исходных методических посылок на перспективу.

Ключевые слова: естественные температурные зависимости, обратные связи, коэффициент усиления цепи, неравномерность полей энерговыделений.

Для цитирования: Кресов Д.Г. Механизмы формирования естественных температурных зависимостей в реакторе водо-водяного типа при принудительной циркуляции теплоносителя. *Известия вузов. Ядерная энергетика*. 2025;2:6–17. DOI: <https://doi.org/10.26583/npe.2025.2.01>

Введение

Развернутое в настоящее время проектирование станций малой мощности различного назначения на базе PWR предполагает обеспечение повышенных требований к безопасности и ресурсным показателям [1, 2]. Использование при этом референтных судовых технологий проектирования с учетом сохранения в заданиях повышенных маневренных характеристик подразумевает адаптацию к совокупности инновационных решений, обусловленных необходимостью обеспечения значительных энергозапасов. К числу новых характеристик активных зон можно отнести возможность большей локализации высотного нейтронного поля вследствие применения зон увеличенной высоты при компенсации выгорания значительным изменением положения поглотителей в процессе кампании, возросшие коэффициенты реактивности по теплоносителю, а при переходе с канальной на кассетную компоновку снижение инерционности Т-эффекта [3] и др. Как показывает расчетная практика, в переходных режимах определенное сочетание реакторных характеристик может приводить к длительным знакопеременным или чрезмерным возмущениям параметров, в значительной мере обусловленным наклоном естественных (полученных в условиях саморегулирования) зависимостей температур теплоносителя на входе и выходе из реактора от мощности реактора. Эти зависимости («естественные усы») могут отклоняться от симметричного варианта постоянной средней температуры, превышая или уменьшая относительно единицы коэффициент усиления цепи обратных связей реактора. Поэтому выявление и обобщение физических механизмов, ответственных за усиление возмущений, с целью оптимизации проектных решений представляется актуальной задачей. При этом работа акцентирована на анализ влияния характера распределения нейтронных полей по объему активной зоны, а рассмотрение таких явлений как мощностной эффект, статическая зависимость давления от мощности и ряд других, уточняющих количественную оценку, отнесено за рамки настоящих исследований.

Радиальная несимметрия

Для обобщения причин, обуславливающих наклон «естественных усов», начнем рассмотрение с известного механизма, вызванного различием подогревов в каналах реактора и лаконично раскрытого в [4].

Модель-механизм представляется в виде

$$\left. \begin{aligned} \delta T_1 &= \delta T_{\text{вх}} + \frac{Q_1}{G_1 c_p} \delta n \\ \delta T_2 &= \delta T_{\text{вх}} + \frac{Q_2}{G_2 c_p} \delta n \\ \delta p &\sim (\delta T_1 + \delta T_{\text{вх}}) V_1 + (\delta T_2 + \delta T_{\text{вх}}) V_2 = 0 \\ \delta T_{\text{вых,р}} &= \frac{G_1 \delta T_1 + G_2 \delta T_2}{G_1 + G_2} \\ \delta T_{\text{вх}} &= \delta T_{\text{вых,р}} \exp(-s\tau), \quad \tau \rightarrow \infty \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

где δT_1 – отклонение температуры теплоносителя на выходе из первого канала, °C; $\delta T_{\text{вх}}$ – отклонение температуры теплоносителя на входе в активную зону, °C; Q_1 – номинальная мощность энерговыделений в первом канале, кВт; G_1 – номинальный расход теплоносителя через первый канал, кг/с; c_p – теплоемкость теплоносителя, кДж/(кг°C); δn – отклонение мощности, отн.ед.; δT_2 – отклонение температуры теплоносителя на выходе из второго канала, °C; Q_2 – номинальная мощность энерговыделений во втором канале, кВт; G_2 – номинальный расход теплоносителя через второй канал, кг/с; V_1 – объем теплоносителя в первом канале, м³; V_2 – объем теплоносителя во втором канале, м³; $\delta \rho$ – отклонение реактивности; $\delta T_{\text{вых.р}}$ – отклонение температуры на выходе из реактора, °C; s – оператор Лапласа, с⁻¹; τ – время прохода теплоносителя от выхода из реактора до входа в активную зону, с. Третье уравнение системы (1) описывает численную пропорциональность левой и правой частей пропорции, имеющих разную размерность.

Переходный процесс, вызванный возмущением параметров в активной зоне, разделяется на два этапа: на скоротечный, заканчивающийся еще до прохождения возмущения по всему контуру циркуляции, и на длительный – после прихода отклика внутриреакторных возмущений на вход активной зоны и далее до выхода на статику. Представленная модель описывает первый этап – рассматривается квазиразомкнутый контур реактора, в котором период циркуляции значительно превышает время первичного переходного процесса. В течение первичного процесса реактор с исходной мощности n_1 выходит на промежуточную статику при мощности n_2 , скомпенсировав температурные возмущения коррекцией температурного состояния в объеме активной зоны. В модели (1) этот первичный процесс описывается мгновенно – безынерционными статическими соотношениями, т.е. связь мощности с реакторными температурами в масштабах периода циркуляции по контуру статическая. При этом третье уравнение системы отражает вклады каждого из двух каналов в суммарную реактивность по температуре теплоносителя, пропорциональные их объемам, при том, что суммарная реактивность должна быть приравнена нулю в силу необходимости отражения результирующего выхода на промежуточную статику. Из этого уравнения следует, что возмущение среднеобъемной температуры (усредненной по объему активной зоны температуры теплоносителя, здесь $T_{\text{ср.об}} = 0.5[(T_1 + T_{\text{вх}})V_1 + (T_2 + T_{\text{вх}})V_2] / [V_1 + V_2]$) всегда должно быть равно нулю, а, следовательно, сама среднеобъемная температура должна быть постоянной функцией мощности [4] в произвольном диапазоне ее изменения от n_1 до n_2 .

Введем (так же, как в [4]) параметр $k = [\delta T_{\text{вых.р}} / \delta n] / [\delta T_{\text{вх}} / \delta n]$. Тогда первые четыре уравнения системы, которые и определяют статический коэффициент усиления цепи обратной связи (пятое уравнение не корректирует сигнал), можно свести к двум, зависящим только от возмущений мощности и входной температуры:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\delta T_{\text{вх}}}{\delta n} &= -\frac{1}{2} \frac{\frac{Q_1}{G_1 c_p} V_1 + \frac{Q_2}{G_2 c_p} V_2}{V_1 + V_2} \\ \frac{\delta n}{\delta T_{\text{вх}}} &= [k - 1] \left[\frac{Q_1 + Q_2}{c_p (G_1 + G_2)} \right]^{-1} \end{aligned} \right\}.$$

Отсюда статический коэффициент усиления цепи представляется в виде

$$K_{\text{ст}} = -\frac{1}{2} \frac{k-1}{\Delta T_p} [\Delta T_1 \bar{V}_1 + \Delta T_2 \bar{V}_2], \quad (2)$$

где $\Delta T_p = (Q_1 + Q_2) / [c_p (G_1 + G_2)]$, $\Delta T_1 = Q_1 / [G_1 c_p]$, $\Delta T_2 = Q_2 / [G_2 c_p]$ – номинальные перепады температур по реактору, первому и второму каналам соответственно, °С; $\bar{V}_1$, $\bar{V}_2$ – объемы первого и второго каналов, отнесенные к их сумме, отн.ед. (в [4] $K_{\text{ст}} = |k|$).

При малых отклонениях среднеобъемной температуры от среднеарифметического между температурами входа и выхода значения для приближенных оценок можно исходить из их близости

$$T_{\text{ср.об}} = 0,5 [(T_1 + T_{\text{вх}}) \bar{V}_1 + (T_2 + T_{\text{вх}}) \bar{V}_2] \cong T_{\text{ср}} = 0,5 [T_{\text{вых.р}} + T_{\text{вх}}].$$

Вычитая из правой и левой части $T_{\text{вх}} (\bar{V}_1 + \bar{V}_2)$, получим

$$\Delta T_1 \bar{V}_1 + \Delta T_2 \bar{V}_2 \cong \Delta T_p. \quad (3)$$

Тогда при подстановке (3) в (2) выражение для статического коэффициента усиления цепи переписывается в упрощенном виде: $K_{\text{ст}} \cong -0,5(k-1)$.

В случае, когда среднеарифметическая (далее – средняя) температура не зависит от мощности, очевидно, что $k = -1$, а коэффициент усиления возмущения на активной зоне строго равен единице ($T_{\text{ср}}$ совпадает с $T_{\text{ср.об}}$). Для рассуждений примем такое температурное состояние в качестве исходного. Если изменить теплогидравлические характеристики активной зоны так, что подогрев по одному из каналов окажется, например, меньше исходного подогрева по зоне, то $T_{\text{ср.об}}$ окажется смещена в сторону входной температуры. При отрицательной обратной связи по реактивности за время всего переходного процесса (включая второй этап) этим «холодным» каналом внесется положительная реактивность. Но она в силу необходимости обеспечения конечной статики ($\rho = 0$) должна будет скомпенсирована подъемом $T_{\text{ср.об}}$ за счет увеличения $T_{\text{ср}}$ (рис. 1). В этом суть механизма наклона «естественных усов».

Иначе, для каждого n_j должен соблюдаться баланс отклонений (знак Δ) реактивностей, вносимых $T_{\text{ср.об}}$ и $T_{\text{ср}}$,

$$\Delta 0,5 [(T_1 + T_{\text{вх}}) \bar{V}_1 + (T_2 + T_{\text{вх}}) \bar{V}_2] = \Delta 0,5 [T_{\text{вых.р}} + T_{\text{вх}}] = \Delta T_{\text{ср}}.$$

Исходя из функционального вида первых трех уравнений системы (1) третье уравнение можно переписать в виде

$$(\Delta T_1 [Q_1 n, G_1] + 2T_{\text{вх}}) \bar{V}_1 + (\Delta T_2 [Q_2 n, G_2] + 2T_{\text{вх}}) \bar{V}_2 = 0,$$

где $\Delta T_j [Q_j n, G_j]$ – функция $Q_j n$ и G_j . Тогда отклонения $T_{\text{ср}}$ от значения, соответствующего исходному состоянию с $T_1 = T_2$, можно вычислить, задавая статические вариации параметров, меняющих подогрев в каналах, например, вариацию расхода δG :

$$\Delta T_1 [Q_1 n, G_1] \bar{V}_1 + \Delta T_2 [Q_2 n, G_2] \bar{V}_2 - (\Delta T_1 [Q_1 n, G_1 + \delta G] \bar{V}_1 + \Delta T_2 [Q_2 n, G_2 - \delta G] \bar{V}_2) = 2\Delta T_{\text{ср}}. \quad (4)$$

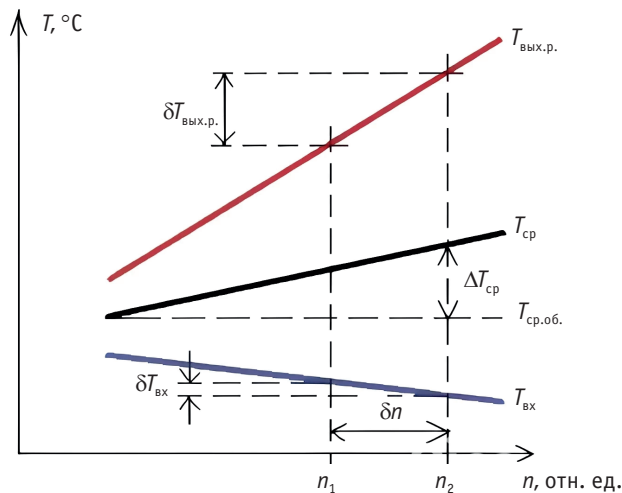


Рис. 1. Усиление возмущений ($|\delta T_{\text{вых.р.}}| > |\delta T_{\text{вх.}}|$) на естественной температурной зависимости с положительным наклоном средней температуры

Полученное таким образом для каждого значения n отклонение $T_{\text{ср}}$ является необходимой величиной для компенсации реактивности, появившейся из-за температурной неравномерности в объеме активной зоны.

При изображенном на рис. 1 положительном наклоне температурные динамические возмущения на входе будут усиливаться активной зоной ($\delta T_{\text{вых.р.}} > \delta T_{\text{вх.}}$) – последняя служит усиливающим активным звеном, однако, например, снижение мощности (теплоотвода) будет приводить к сравнительно слабым динамическим возмущениям давления в реакторе из-за более низких температур в конечной статике. При отрицательном наклоне ситуация обратная.

Полезно отметить, что замена в третьем уравнении системы (1) объемов теплоносителей в каналах V_1 и V_2 на независимые от объемов вклады в Т-эффект каждого из каналов позволяет рассматривать более общий случай распределения суммарной реактивности

$$(\delta T_1 + \delta T_{\text{вх}}) \alpha_1 + (\delta T_2 + \delta T_{\text{вх}}) \alpha_2 = 0.$$

Так при фиксированном соотношении объемов канального и межканального теплоносителей отношения их вкладов в реактивность, например, в канальной зоне может варьироваться от 0,7 до 1,5 в зависимости от применяемых моделей и имеющих неопределенностей. Соответственно, параметры $\bar{V}_1$ и $\bar{V}_2$ в (4) без потери строгости могут быть заменены на относительные вклады в Т-эффект теплоносителей первого и второго каналов $\bar{\alpha}_1$ и $\bar{\alpha}_2$. И тогда для обеспечения квазистатики постоянной функцией уровня мощности должна быть среднеобъемная реактивность.

Целесообразно сделать ряд замечаний.

Первое. Из использованных здесь записей уравнений для реактивности следует независимость $\Delta T_{\text{ср}}$ от величины суммарного коэффициента реактивности $\alpha_{\Sigma} = \alpha_1 + \alpha_2$ – сколь угодно сильное его изменение не сказывается на наклоне

средней температуры относительно горизонтали. Значение имеет только соотношение парциальных вкладов различных зонных участков в реактивность. Вместе с тем, зависимость от α_Σ проявится при учете нелинейного эффекта в выражении $\alpha_{1(2)} = \alpha_{1(2)}(T)$. Поскольку модуль коэффициента реактивности, как правило, увеличивается с ростом температуры, недогрев части зоны до средней температуры будет скомпенсирован менее значительным подогревом средней по реактору температуры. При этом с ростом $|\alpha_\Sigma|$ можно ожидать усиления асимметрии в сторону большего отрицательного наклона $T_{ср}$.

Второе. Представленные выводы о слабом влиянии суммарного коэффициента реактивности на наклон «усов» относятся лишь к локальному явлению усиления возмущений на активной зоне ($K_{сг} > 0$). Результирующий коэффициент усиления цепи звеньев обратной связи в замкнутом реакторном контуре отрицательный в силу $\alpha_\Sigma < 0$ и, очевидно, возрастает с ростом $|\alpha_\Sigma|$ при учете зависимости $n(t)$.

Третье. Описание активной зоны двумя каналами представляется достаточным для раскрытия физического механизма (назван здесь «радиальным»). Однако группировку можно осуществить и по признаку отнесения к источникам реактивности различной природы. Действительно, балансовое уравнение реактивности можно записать с учетом и доплеровского эффекта, и эффекта отражателя, и др.

Аксиальная несимметрия

Высотное распределение температур теплоносителя в активной зоне также должно внести соответствующие поправки в силу его влияния на среднеобъемную температуру. Действительно, исходя из того, что высотный температурный перепад по теплоносителю быстрее «набирается» в области высокого значения поля энерговыделений, при преимущественной его концентрации в нижней части зоны среднеобъемная температура теплоносителя будет выше и, наоборот – ниже при концентрации поля вверху – рис. 2.

Соответственно наклон средней по реактору температуры будет иметь тенденцию к уменьшению с ростом мощности в первом случае и к увеличению – во втором.

Модель-механизм имеет вид

$$\left. \begin{aligned} \delta T &= \delta T_{вх} + \frac{Q\varepsilon}{Gc_p} \delta n, \quad \varepsilon \in [0,1] \\ \delta T_{вых,р} &= \delta T + \frac{Q(1-\varepsilon)}{Gc_p} \delta n \\ \delta p &\sim \delta T_{вх} + \delta T + \delta T + \delta T_{вых,р} = 0 \\ \delta T_{вх} &= \delta T_{вых,р} \exp(-s\tau), \quad \tau \rightarrow \infty \end{aligned} \right\}, \quad (5)$$

где δT – отклонение температуры теплоносителя на выходе из нижней половины активной зоны, °C; Q – номинальная мощность энерговыделений в активной зоне, кВт; ε – доля энерговыделений, приходящаяся на нижнюю половину активной зоны, отн.ед.; G – номинальный расход теплоносителя через реактор, кг/с. Остальные обозначения соответствуют раскрытым для системы (1).

Модель (5) предполагает равную ценность вклада верхней и нижней высотных частей зоны в реактивность, и поэтому третье уравнение системы здесь вновь отражает требование квазистатики о сохранении среднеобъемной температуры в качестве постоянной функции мощности.

При $k = [\delta T_{\text{вых.р}} / \delta n] / [\delta T_{\text{вх}} / \delta n]$ первые три уравнения системы сводятся к двум:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\delta T_{\text{вх}}}{\delta n} &= -\frac{(2\varepsilon + 1)\Delta T_{\text{р}}}{4} \\ \frac{\delta n}{\delta T_{\text{вх}}} &= \frac{k-1}{\Delta T_{\text{р}}} \end{aligned} \right\}.$$

Отсюда статический коэффициент усиления цепи представляется в виде $K_{\text{ст}} = -0,25(k-1)(2\varepsilon+1)$. Для равномерного по высоте поля ($\varepsilon = 0,5$) и при $k = -1$ получаем ожидаемый результат: $K_{\text{ст}} = 1$.

Из необходимости соблюдения баланса отклонений от исходного состояния реактивностей, вносимых среднеобъемной и средней температурами при заданном значении мощности

$$\Delta[(T_{\text{вх}} + T) + (T + T_{\text{вых.р}})] = \Delta[T_{\text{вых.р}} + T_{\text{вх}}]$$

или (с учетом первых двух уравнений системы 5)

$$\Delta[4T_{\text{вх}} + \Delta T_{\text{р}}[Qn, G](2\varepsilon + 1)] = \Delta[T_{\text{вых.р}} + T_{\text{вх}}] = 2\Delta T_{\text{р}}.$$

Задавая вариации аксиального офсета $A0 = (Q[1-\varepsilon] - Q\varepsilon)/Q = 1 - 2\varepsilon$, отклонения средней температуры $\Delta T_{\text{ср}}$ от значения, соответствующего состоянию с $\varepsilon = 0,5$ ($A0 = 0$), можно вычислить по формуле

$$\Delta T_{\text{р}}[Qn, G](2\varepsilon + 1) - \Delta T_{\text{р}}[Qn, G](2(\varepsilon + \delta\varepsilon) + 1) = 2\Delta T_{\text{ср}},$$

откуда

$$-\Delta T_{\text{р}}[Qn, G]\delta\varepsilon = \Delta T_{\text{ср}}.$$

При $\alpha_{\Sigma} = \alpha_{\Sigma}(T)$ для рассматриваемого здесь эффекта неравномерности аксиальных полей (назовем его «аксиальным» эффектом) также должна проявляться несимметрия вносимой реактивности при равных абсолютных, но разных по знаку значений среднеобъемных температур (для отрицательного и положительного $A0$). В результате отрицательный $A0$ (поле внизу, уход среднеобъемной температуры в сторону большего коэффициента реактивности – рис. 2) должен приводить к большему модулю отрицательных отклонений средней температуры по сравнению с положительным отклонением при $A0 > 0$. Однако в отношении сильной неравномерности поля существенен и другой эффект, связанный с функциональной зависимостью коэффициента размножения от объемного распределения нейтронного поля.

Влияние нейтронного поля на реактивность

В действительности величина возмущения коэффициента размножения нейтронов или реактивности является степенной функцией поля энерговыделений, а условие сохранения среднеобъемной по зоне температуры в качестве постоянной функции мощности запишется в виде

$$\delta\rho \sim (\delta T_{\text{вх}} + \delta T) K_{V1}^{\chi} + (\delta T + \delta T_{\text{вых.р}}) K_{V2}^{\chi} = 0,$$

где, в терминах системы (5) $K_{V1} = \varepsilon$, $K_{V2} = 1 - \varepsilon$ – коэффициенты объемной (в данном случае аксиальной) неравномерности поля энерговыделений в нижней и верхней половинах активной зоны соответственно, отн.ед.; χ – показатель степени, отн.ед.

В различных подходах χ может варьироваться от 0 [5, с. 59] (рассмотренный в пунктах 1 и 2 случай) до 2 [6, с. 149]. Очевидно, что при сильной зависимости возмущений реактивности от поля ($\chi \rightarrow 2$) на эффекте реактивности в большей степени скажется та область зоны, где поле выше (в пределе активная зона как источник реактивности «сжимается» в точку). В этих условиях (см. рис. 2) несложно заметить, что при локализации поля в верхней части зоны эффект реактивности будет преимущественно определяться более «горячим» по сравнению со среднеобъемной температурой теплоносителем. Следовательно, положительный наклон естественных температурных зависимостей, полученный в посылке $\chi = 0$, при увеличении χ , как минимум, трансформируется в сторону уменьшения (или даже может стать отрицательным). При локализации поля в нижней части зоны эффект реактивности будет преимущественно определяться более «холодным» по сравнению со среднеобъемной температурой теплоносителем, а отрицательный наклон естественных температурных зависимостей с повышением χ должен быть частично или полностью перекомпенсирован. Поэтому полученные при $\chi = 0$ оценки следует оценивать как предельные с точки зрения масштабирования возмущений.

Очевидно, что зависимость реактивности от поля будет влиять и на «радиальный» эффект. На рисунках 3, 4 представлены примеры (взяты из [7]) расчетного построения естественных зависимостей (по коду с точечной моделью кинетики) для одного из инновационных проектов РУ типа РИТМ.

Здесь сплошными линиями обозначены кривые, полученные в условиях проектного расхода теплоносителя через реактор, а пунктирными – в условиях повышенного на 10% расхода (с учетом опыта испытаний прототипа – РУ РИТМ-200).

Из рисунков следует, что величина и даже знак наклона «усов» существенно зависят от показателя степени χ . Так при нулевом показателе наклон «усов» определяется характером распределения температуры (плотности) теплоносителя по высоте зоны, а с ростом показателя эта зависимость уменьшается в силу увеличения вклада в реактивность локальных областей зоны с большим значением поля.

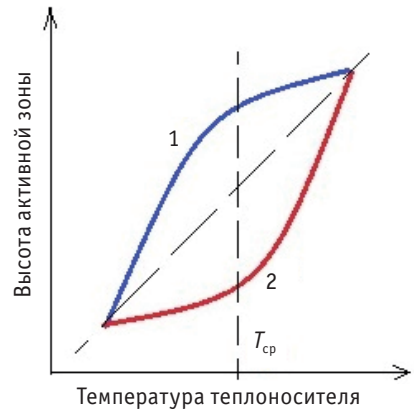


Рис. 2. Зависимости температур теплоносителя от высоты активной зоны при различной высотной локализации поля энерговыделений: 1 – поле вверху, 2 – поле внизу

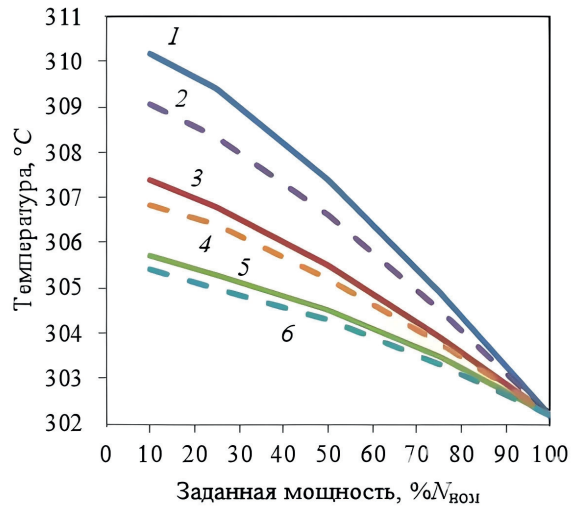


Рис. 3. Зависимость средней температуры реактора от мощности, полученная в режиме саморегулирования для начала кампании ($A_0 \approx -0,3$): 1, 2 – $\chi = 0$; 3, 4 – $\chi = 1$; 5, 6 – $\chi = 2$; 1, 3, 5 – проектный расход через реактор; 2, 4, 6 – повышенный расход через реактор

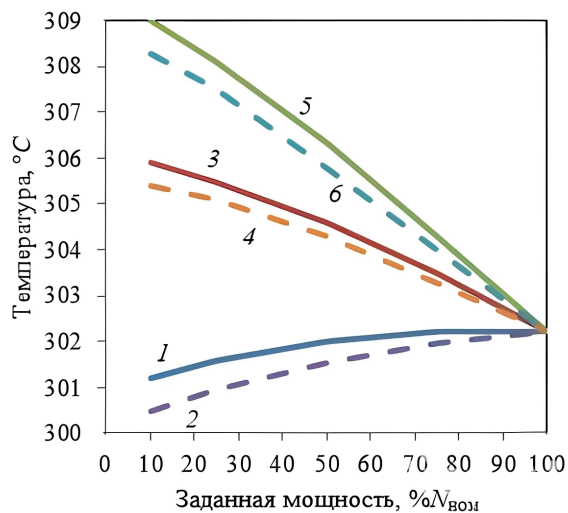


Рис. 4. Зависимость средней температуры реактора от мощности, полученная в режиме саморегулирования для конца кампании ($A_0 \approx 0,5$): 1, 2 – $\chi = 0$; 3, 4 – $\chi = 1$; 5, 6 – $\chi = 2$; 1, 3, 5 – проектный расход через реактор; 2, 4, 6 – повышенный расход через реактор

При этом в модельных посылках равномерного высотного поля ($A_0 = 0$) наклон естественных зависимостей оказался отрицательным из-за присутствующего здесь «радиального» эффекта (при $\chi = 0$ и проектном расходе для начала кампании отклонение средней температуры составило примерно -5°C , а для конца кампании – примерно $-2,6^\circ\text{C}$). Поэтому, например, в конце кампании положительный наклон кривых 1 и 2 на

рис. 4, вызванный аксиальной неравномерностью полей при $A_0 > 0$ и $\chi = 0$, оказался частично скомпенсирован неравномерностью радиальной. В начале кампании на отрицательный наклон «сработали» и радиальная, и аксиальная неравномерности.

Заключение

Дано уточнение ранее полученного коэффициента усиления возмущений на активной зоне в зависимости от наклона средней температуры. Отмечены независимость наклона от суммарной величины эффектов реактивности – значение имеют только соотношения парциальных вкладов различных сред в реактивность, а также то, что характер нелинейной зависимости Т-эффекта от температуры приводит к асимметричному отклику средней температуры теплоносителя на разнознаковые отклонения подогревов в каналах.

Показано, что при реактивности, слабо зависящей от формы нейтронного поля, состояние зоны с $A_0 > 0$ даст положительный наклон естественных температурных зависимостей, а с $A_0 < 0$ – отрицательный наклон. В случае сильной зависимости реактивности от поля наклон температурной зависимости будет определяться преимущественно температурным состоянием зоны в месте расположения максимума поля. При этом величина наклона, полученная для модельной реактивности, не зависящей от формы поля ($\chi = 0$), корректируется в сторону уменьшения.

Отмечается сложность прогнозирования результирующего проявления объемной неравномерности нейтронного поля в переходных процессах из-за сочетаний неопределенностей в части теплогидравлических и нейтронно-физических характеристик активной зоны. Сужению диапазонов неопределенностей может способствовать проведение целенаправленных валидационных исследований статических [7] и динамических [8] режимов на данных из испытаний действующих РУ. Накапливаемые таким образом результаты в совокупности с развитием теоретических наработок представляются востребованными для уточнения методических подходов.

Литература

1. Петрунин В.В., Фадеев Ю.П., Пахомов А.Н. и др. Обликовый проект АСММ с реакторной установкой РИТМ-200. *Атомная энергия*. 2018;125(6):323–327. URL: <https://j-atomicenergy.ru/index.php/ae/article/view/2506> (дата обращения 10.01.2025).
2. Петрунин В.В. Реакторные установки для атомных станций малой мощности. *Вестник Российской Академии Наук*. 2021;91(6):528–540. DOI: <https://doi.org/10.31857/S0869587321050182>
3. Кресов Д.Г., Оленская Е.В. Динамика эффекта реактивности по теплоносителю в современных судовых реакторных установках. *Атомная энергия*, 2021;130(5):253–258. URL: <https://j-atomicenergy.ru/index.php/ae/article/view/4298> (дата обращения 10.01.2025).
4. Митенков Ф.М., Моторов Б.И. Механизмы неустойчивых процессов в тепловой и ядерной энергетике. М.: Энергоиздат, 1981, 88 с.
5. Митенков Ф.М., Моторов Б.И. Нестационарные режимы судовых ядерных паропроизводящих установок. Л.: Судостроение, 1970, 200 с.
6. Галанин А.Д. Введение в теорию ядерных реакторов на тепловых нейтронах. М.: Энергоатомиздат, 1984, 416 с.
7. Кресов Д.Г., Оленская Е.В. Методика учета влияния нейтронного поля на эффекты реактивности в инженерных расчетах. *ВАНТ. Физика ядерных реакторов*. 2023;2:40–46.

8. Богомолов Д.Е., Кресов Д.Г., Григорьев С.С., Оленская Е.В. О валидационной оценке модельных подходов к описанию динамики ЯРУ. *Труды НГТУ им. П.Е. Алексеева*. 2024;2:59–68. EDN: YQPNIY.

Поступила в редакцию 15.01.2025
Поступила после доработки 06.03.2025
Принята к опубликованию 15.04.2025

Автор

Кресов Дмитрий Геннадьевич, начальник отдела расчетов динамики систем и РУ, д.т.н.,
E-mail: dkresov@okbm.nnov.ru

UDC 621.039.52

Mechanisms for the Formation of Natural Temperature Dependencies in a Water-Water Reactor During Forced Circulation of the Coolant

Kresov D.G.

Afrikanov OKBM JSC,
15 Burnakovsky Pr., 603074 Nizhny Novgorod, Russia

Abstract

In PWR reactors, natural static dependencies of inlet and outlet temperatures of the reactor on the power under self-control conditions can exceed or decrease the reactor feedback gain relative to unity. The latter significantly determines the character of transient processes, manifesting itself in the amplitudes and duration of power overregulation, in pressure runouts, etc. The evolutionary development of the RP in the direction of increasing the energy reserve of the active zones led to the emergence of their new properties, including those affecting natural feedback. The work considers a number of significant factors: radial and axial unevenness of energy emission fields, as well as their influence on the T-effect depending on the type of reproduction coefficient as a function of the field. The studies are based on the known approach to the disclosure of the physical gain mechanism on the example of a special case of the representation of the zone by two channels with different heat constraints. In the work, this approach develops in a more general formulation. The limitations of the linear models used to describe the physical mechanism are discussed. On the basis of simplified models, the feedback gain factors are derived and a number of generalizations are presented for each of the factors. The difficulty of predicting their joint manifestation at the design stage was noted due to the existing design uncertainties. In this regard, it was concluded that it is advisable to use experimental data obtained at existing RP in order to clarify the initial methodological assumptions for the future.

Keywords: natural temperature dependencies, feedbacks, chain amplification factor, unevenness of energy emission fields.

For citation: Kresov D.G. Mechanisms for the Formation of Natural Temperature Dependencies in a Water-Water Reactor During Forced Circulation of the Coolant. *Izvestiya vuzov. Yadernaya Energetika*. 2025;2:6–17. DOI: <https://doi.org/10.26583/npe.2025.2.01> (in Russian).

References

1. Petrunin V.V., Fadeev U.P., Pakhomov A.N., Veshnykov K.B., Polunichev V.I., Shamanin I.E. Conceptual Design of Small NPP with RITM-200 Reactor. *Atomic Energy*. 2019;125(6):365–369. DOI: <https://doi.org/10.1007/s10512-019-00495-4>
2. Petrunin V.V. Reactor plants for low-power nuclear power plants. *Vestnik Rossiyskoy Akademii nauk*. 2021;91(6):528–540. DOI: <https://doi.org/10.31857/S0869587321050182> (in Russian).
3. Kresov D.G., Olenskaya E.V. Reactivity on Coolant Dynamics in Modern Ship Reactor Plants. *Atomic Energy*. 2021;130(5):267–272. DOI: <https://doi.org/10.1007/s10512-021-00807-7>
4. Mitenkov F.M., Motorov B.I. Mechanisms of unstable processes in thermal and nuclear power. Moscow, Energoizdat Publ., 1981, 88 p. (in Russian).
5. Mitenkov F.M., Motorov B.I. Non-stationary modes of marine nuclear steam generating plants. Leningrad, Sudostroeniye Publ., 1970, 200 p. (in Russian).
6. Galanin A.D. Introduction to the theory of nuclear reactors on thermal neutrons. Moscow: Energoatomizdat Publ., 1984, 416 p. (in Russian).
7. Kresov D.G., Olenskaya E.V. Procedure for Taking into Account the Influence of the Neutron Field on Reactivity Effects in Engineering Calculations. *Physics of Atomic Nuclei*. 2024;87:1083–1088. DOI: <https://doi.org/10.1134/S1063778824080076>
8. Bogomolov D.E., Kresov D.G., Grigoryev S.S., Olenskaya E.V. On the validation assessment of model approaches to description of nuclear reactor plant dynamic. *Transactions of NNSTU n.a. R.E. Alekseev*. 2024;2:59–68. EDN: YQPNIY (in Russian).

Author

Dmitry G. Kresov, Head of Department, Dr. Sci. (Engineering),
E-mail: dkresov@okbm.nnov.ru