

СТАТЬИ

УДК 621.039.514

ИССЛЕДОВАНИЕ ХАОТИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ В КИПЯЩИХ РЕАКТОРАХ

Постников Н.С. (НИИ механики Нижегородского гос. ун-та им. Н.И. Лобачевского, г. Нижний Новгород)

Исследование хаотических колебаний плотности и скорости двухфазного потока в кипящих обогреваемых каналах, в том числе в каналах кипящих реакторов проведено в работах [1—10].

В работах [1, 2] рассмотрена предельно упрощенная модель кипящего реактора, включающая точечные уравнения кинетики и систему трех обыкновенных дифференциальных уравнений для описания теплогидравлических процессов в реакторе и плотностной обратной связи по реактивности. Выяснено, что при увеличении коэффициента усиления обратной связи по паросодержанию стационарный режим реактора становится неустойчивым, в реакторе возникают устойчивые периодические колебания, которые сменяются хаотическими колебаниями по сценарию Фейгенбаума через каскад бифуркаций удвоения периода.

В работе [3] показано, что хаотические колебания плотности двухфазного потока возникают при периодическом изменении перепада давления на канале.

В работах [4, 5] выявлен и исследован иной, чем в статьях [1, 2], механизм хаоса в кипящих каналах. Он реализуется в случае естественной циркуляции теплоносителя и наличия в канале длинного необогреваемого участка при большом недогреве воды на входе канала до температуры насыщения и низком паросодержании в канале. Здесь в отличие от работ [1, 2] хаос не связан с взаимодействием нейтронно-физических и теплогидравлических процессов и может реализовываться даже при постоянном тепловом потоке в теплоноситель.

В работах [6—9] механизм хаоса, выявленный в статьях [1, 2], подтвержден при использовании более сложных моделей, в которых для описания теплогидравлических процессов в кипящих каналах использованы одномерные распределенные уравнения теплопереноса.

Отметим, что в работах [4—9] изучены лишь автоколебания, в процессе которых скорость теплоносителя на входе канала не меняет знак. Они реализуются, когда параметры реактора находятся не слишком далеко от границы области устойчивости стационарного режима.

В работе [10] впервые выяснено, что в случае достаточно сильной обратной связи по паросодержанию при углублении параметров кипящего канала в область неустойчивости возникают импульсные стохастические режимы с обращением циркуляции теплоносителя на входе реактора. Обращение циркуляции происходит в моменты нейтронных импульсов, когда нагретый и закипевший в результате импульса теплоноситель вытесняется из активной зоны как через ее вход, так и через ее выход. Самогасящиеся нейтронные импульсы происходят при достижении реактором мгновенной критичности. Всестороннее изучение таких режимов является актуальной задачей, поскольку их реализация в кипящих реакторах может оказаться допустимой и целесообразной [10]. В частности, реализуя эти режимы, можно существенно увеличить размеры и мощность кипящих реакторов [10].

В настоящей работе представлены новые результаты по изучению хаотических колебаний, в процессе которых происходит изменение знака скорости теплоносителя в кипящем канале. Выявлены новые случаи их возникновения — это случай реактора с принудительной циркуляцией теплоносителя, случай реактора, остающегося неустойчивым при отключенной обратной связи по паросодержанию (при постоянной плотности нейтронов), и случай реактора с полуоткрытым входом, когда вход активной зоны открыт для поступления в нее воды и закрыт для обратной циркуляции теплоносителя. Впервые в плоскости параметров, характеризующих недогрев воды на входе реактора до температуры насыще-

ния и стационарное среднее паросодержание в активной зоне, выделены области стохастичности. Исследовано, как при изменении этих параметров меняются нейтронные импульсы, число колебаний переменных между ними (интервалы времени между импульсами), реализующиеся в процессе хаотических колебаний. Впервые исследование характеристик импульсного хаоса в кипящих реакторах, динамика которых описана сложной нелинейной распределенной моделью, сведено к анализу свойств специально сконструированного одномерного точечного отображения.

Исследования проведены в рамках одномерной интегральной модели количества движения для кипящего канала и точечных уравнений кинетики. Результаты получены путем прямого расчета автоколебаний на ЭВМ, численного построения диаграмм максимумов и минимумов переменных реактора, реализующихся в процессе колебаний, а также численного построения одномерных отображений и бифуркационного анализа их неподвижных точек.

Математическая модель реактора. Активную зону реактора высотой H и следующий за ним тяговый необогреваемый участок высотой H_1 представим в виде одного эквивалентного канала. В предположении, что перепад давления в канале мал по сравнению с заданным давлением на выходе, которое будем считать постоянным и равным P_0 , а проскальзывание фаз отсутствует, уравнения сохранения энергии и неразрывности для равновесной пароводяной смеси запишем в виде

$$\partial i / \partial t + u \partial i / \partial z = qv; \quad i(0, t) = i_0 \quad \text{при} \quad u(0, t) > 0; \quad (1)$$

$$\partial u / \partial z = q \partial v / \partial i, \quad (2)$$

где i , u , v — энтальпия, скорость и удельный объем пароводяной смеси; q — тепловой поток; i_0 — энтальпия теплоносителя на входе в реактор; t — время; $z \in [0, H + H_1]$; точка H соответствует выходу активной зоны и началу тягового участка; точка $H + H_1$ — выход тягового участка.

Удельный объем теплоносителя считаем зависимым только от энтальпии:

$$v(i) = \begin{cases} v' & \text{при } i < i'; \\ v' + (v'' - v')(i - i') / (i'' - i') & \text{при } i > i', \end{cases} \quad (3)$$

где i' , i'' , v' , v'' — энтальпия и удельный объем воды и пара на линии насыщения при давлении P_0 . Объемное паросодержание $\varphi = 0$ при $v = v'$, $\varphi = 1$ при $v > v''$ и

$$\varphi = (v'' / v)(v - v') / (v'' - v') \quad \text{при} \quad v' < v < v''. \quad (4)$$

Краевым условием по скорости теплоносителя к уравнениям (1), (2) является уравнение сохранения количества движения, проинтегрированное по длине канала:

$$\begin{aligned} d/dt \left[\int_0^{H+H_1} (u/v) dz \right] + u^2/v \Big|_0^{H+H_1} + \int_0^{H+H_1} (g_z/v) dz + \\ + \int_0^{H+H_1} [\lambda_\tau(z)u|u|]/(2v) dz = P_{\text{вх}} - P_{\text{вых}}. \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь g_z — проекция ускорения силы тяжести на направление канала; $\lambda_\tau(z)$ — коэффициент гидравлического сопротивления; $P_{\text{вх}}$, $P_{\text{вых}}$ — давление на входе ($z = 0$) и выходе канала ($z = H + H_1$). Полагая, что опускной участок контура циркуляции теплоносителя имеет длину $H + H_1$, определим перепад давления в канале $P_{\text{вх}} - P_{\text{вых}}$ как сумму давления, создаваемого столбом воды в опускном участке и насосом P_n :

$$P_{\text{вх}} - P_{\text{вых}} = (H + H_1)g_z/v' + P_n. \quad (6)$$

Напор естественной циркуляции $P_{\text{ен}} = (H + H_1)g_z/v' - \int_0^{H+H_1} (g_z/v) dz$. При $P_n > P_{\text{ен}}$, $P_n = 0$ имеем случаи принудительной и естественной циркуляции. Уравнения (1)–(5) — это система уравнений интегральной модели количества движения.

Тепловой поток в теплоноситель определим из соотношений

$$q = \begin{cases} \alpha(T_\Gamma - T_\tau) & \text{при } z \in [0, H]; \\ 0 & \text{при } z \in [H, H + H_1]; \end{cases} \quad (7)$$

$$T_\tau = \begin{cases} (i/i')T' & \text{при } i < i'; \\ T' & \text{при } i > i'; \end{cases}$$

$$\partial T_\Gamma / \partial t = \Phi - \mu(T_\Gamma - T_\tau); \quad \Phi(t) = AN(t), \quad (8)$$

где T_τ — температура теплоносителя; T_Γ — средняя по сечению твэла температура топлива; T' — температура воды на линии насыщения; $\alpha = \alpha_0/S_\Gamma$; α_0 — коэффициент теплопередачи на единицу длины активной зоны; S_Γ — проходное

сечение теплоносителя; $1/\mu$ — постоянная времени нагрева топлива; $\mu = \alpha_0 H / c_T m_T$; c_T , m_T — теплоемкость и масса топлива; $\Phi(t)$ — тепловыделение в реакторе; $A = \text{const}$; $N(t)$ — плотность нейтронов, изменение которой опишем уравнениями

$$l dN/dt = N \delta k + \sum_{i=1}^m \lambda_i C_i - \beta N; \quad (9)$$

$$dC_i/dt = -\lambda_i C_i + \beta_i N; \quad i = [1, m];$$

$$\delta k = -a_n \varphi_{cp} + \delta k_0(t); \quad \varphi_{cp} = \int_0^H \varphi(z) dz / H. \quad (10)$$

Здесь l — время жизни нейтронов; $C_i(t)$ — концентрация ядер-излучателей запаздывающих нейтронов i -й группы; m — число групп; $\lambda_i > 0$ — постоянная распада этих ядер; $\beta_i > 0$ — относительный выход запаздывающих нейтронов в результате акта деления; $\beta = \sum_{i=1}^m \beta_i$; δk — реактивность, зависящая от среднего объемного паросодержания φ_{cp} в активной зоне; $a_n > 0$ — паровой коэффициент реактивности; $\delta k_0(t)$ — медленное ступенчатое изменение реактивности.

Методы исследования. Для численного исследования динамических процессов в системе (1)—(10) отрезок $z \in [0, H + H_1]$ делился на достаточно большое число равноотстоящих узлов (все расчеты в статье проведены для 100 узлов). Для аппроксимации уравнений (1)—(5) в этих узлах использовали разностные схемы, которые обеспечивали приемлемую точность расчетов, оставались устойчивыми при сильных и быстрых изменениях плотности нейтронов и смене знака скорости теплоносителя в кипящем канале.

Рассматривалось начальное состояние, при котором реактор критичен при нулевом уровне мощности, активная зона и тяговый участок залиты водой, теплоноситель не движется при $P_n = 0$, поскольку $P_{\text{вн}} = 0$, и движется при $P_n \neq 0$. Такому состоянию в модели (1)—(10) соответствуют начальные условия вида

$$i(z, 0) = i_0, \quad \varphi(z, 0) = 0;$$

$$u(z, 0) = \left(2v'P_n / \int_0^{H+H_1} \lambda_i(z) dz \right)^{1/2} \quad \text{при } z \in [0, H + H_1]; \quad (11)$$

$$T_i(z, 0) = T' i_0 / i' = T_0 \quad \text{при } z \in [0, H]; \quad (12)$$

$$\delta k(0) = \delta k_0(0) = N(0) = C_i(0) = 0.$$

Численно исследовали установившиеся движения в системе (1)—(12) при медленном ступенчатом увеличении реактивности от $\delta k_0 = 0$ до $\delta k_0 = a_n$:

$$\delta k_0(t) = k_0 j_0 \quad \text{при } \tau_0(j_0 - 1) < t < \tau_0 j_0, \quad (13)$$

$$j_0 = 1, 2, \dots, M_0.$$

Здесь τ_0 — время, в течение которого рассчитывается установившееся движение при каждом дискретном значении δk_0 ; k_0 — величина, на которую скачкообразно изменяется реактивность δk_0 ; M_0 — число ступеней; $\tau_0 M_0$ — общее время изменения δk_0 ; $k_0 M_0 = a_n$ — суммарное изменение реактивности. С ростом δk_0 повышается стационарная плотность нейтронов $N^*(\delta k_0)$ и стационарное значение $\varphi_{cp}^* = \delta k_0 / a_n$ — среднего паросодержания в активной зоне. За счет увеличения φ_{cp}^* от 0 до 1 компенсируется вводимая положительная реактивность $\delta k_0 \in [0, a_n]$.

По мере увеличения реактивности δk_0 от 0 до a_n (φ_{cp}^* от 0 до 1) при каждом $\delta k_0 = k_0 j_0$ ($\varphi_{cp}^* = k_0 j_0 / a_n$) фиксируются все максимумы и минимумы выбранной переменной, которые реализуются в процессе установившихся движений в течение времени τ_0 . Если эти максимумы и минимумы стремятся к фиксированному значению, то при данном φ_{cp}^* имеем устойчивый стационарный режим. Значения φ_{cp}^* , при которых максимумы и минимумы начинают отличаться, определяют границу области устойчивости. Наличие конечного числа максимумов и минимумов означает, что при текущем φ_{cp}^* реализуются периодические автоколебания. Хаотические колебания реализуются в случае, когда бесконечное число максимумов и минимумов плотно и нерегулярно заполняют некоторые интервалы значений переменной.

В частности, в режиме импульсного хаоса плотно и нерегулярно заполняют интервалы значений максимумы γ_j относительной температуры топлива $\gamma(t) = T_i(H/2, t) / T_0$, где $T_0 = T' i_0 / i'$ — температура теплоносителя на входе реактора. Эти максимумы реализуются сразу после окончания нейтронных импульсов. Импульсы возникают, когда реактивность превышает суммарную долю запаздывающих нейтронов β и реак-

тор находится в состоянии надкритичности на мгновенных нейтронах. Чем сильнее импульс, тем больше максимум относительной температуры топлива $\gamma(t) = T_f/T_0$. Расчеты показали, что максимум γ^* , достигаемый отношением T_f/T_0 после очередного нейтронного импульса, точно определяется предыдущим максимумом γ_0 , достигнутым этим же отношением после предыдущего импульса. Поэтому хаотические колебания в системе (1)—(10) определяются одномерными точечными отображениями $\gamma^*(\gamma_0)$. Они строятся путем нанесения на плоскость (γ^*, γ_0) последовательных пар максимумов (γ_{j-1}, γ_j) функции $\gamma(t) = T_f(H/2, t)/T_0$. При этом максимумы T_f/T_0 , реализующиеся при $\delta k < \beta$, не учитываются.

Откладывая по оси абсцисс дискретные значения среднего паросодержания ϕ_{cp}^* или реактивности δk_0 , а в каждом сечении $\phi_{cp}^* = \text{const}$ ($\delta k_0 = \text{const}$) по оси ординат все вычисленные максимумы и минимумы выбранной переменной, получим ее диаграмму максимумов и минимумов. Диаграмма показывает, какие установившиеся движения реализуются при $0 < \phi_{cp}^* < 1$ ($0 < \delta k_0 < a_{II}$). Важным параметром, определяющим динамику кипящего реактора, является недогрев теплоносителя на входе активной зоны до температуры насыщения, который будем характеризовать величиной $\eta = 1 - i_0/i'$. Построив диаграммы для различных значений η , увеличивающихся с шагом $\Delta\eta$ от $\eta = 0$ до $\eta = \eta_0$, можно в плоскости параметров (η, ϕ_{cp}^*) выделить области устойчивости, области периодических и хаотических колебаний. Отметим, что в большинстве работ, например, [4—9] области устойчивости выделяются в плоскости двух других параметров, обозначаемых как N_{sub} , N_{pch} и записываемых в виде

$$N_{sub} = (i' - i_0)(v'' - v')/(i'' - i')/v';$$

$$N_{pch} = \Delta i^*(v'' - v')/(i'' - i')/v',$$

где $\Delta i^* = (i^*(H) - i_0)$ — стационарное увеличение энтальпии в активной зоне. Эти параметры взаимно однозначно связаны с параметрами η и ϕ_{cp}^* , используемыми в данной работе.

Случай естественной циркуляции теплоносителя $P_H = 0$. Известно, что в этом случае

возможны два типа неустойчивости [4—9]. Неустойчивость типа I, приводящая к низкочастотным колебаниям переменных, реализуется при малом паросодержании в кипящем канале (малом значении ϕ_{cp}^*). Ее механизм связан с запаздыванием между изменением скорости воды на входе канала и напора естественной циркуляции. Высокочастотные колебания реализуются в области неустойчивости типа II при больших значениях среднего паросодержания ϕ_{cp}^* . Механизм неустойчивости типа II связан с запаздыванием между изменением скорости жидкости на входе канала и потерь давления в канале из-за трения на двухфазных участках.

Хаотические колебания, изученные в работах [4, 5], реализуются в области неустойчивости I, рассмотренные в работах [1, 2, 6—9] — в области II. И в том и в другом случае изучены лишь те колебания, в процессе которых скорость теплоносителя на входе канала не меняет знак. Такие хаотические колебания могут возникать вблизи границы области устойчивости, но могут и не возникать вовсе. Углубление параметров в область неустойчивости неизбежно приводит к колебаниям с обращением циркуляции на входе канала. В работе [9] такие колебания обнаружены и сделан вывод об их неограниченности, обусловленной с превышением возможностей используемой модели. Модель и схемы счета, используемые в настоящей работе, позволяют рассчитывать колебания с обращением циркуляции. Расчеты показали, что такие колебания остаются ограниченными в пределах всей области неустойчивости и в широком диапазоне параметров являются хаотическими. Проиллюстрируем сказанное на примере кипящего реактора со следующими параметрами:

$$l = 2 \cdot 10^{-4} \text{ с}, m = 6, \lambda_1 = 0,012 \text{ с}^{-1}, \lambda_2 = 0,03 \text{ с}^{-1},$$

$$\lambda_3 = 0,11 \text{ с}^{-1}, \lambda_4 = 0,3 \text{ с}^{-1}, \lambda_5 = 1,14 \text{ с}^{-1}, \lambda_6 = 3,01 \text{ с}^{-1},$$

$$\beta = 0,0065, \beta_1/\beta = 0,033, \beta_2/\beta = 0,219,$$

$$\beta_3/\beta = 0,196, \beta_4/\beta = 0,395, \beta_5/\beta = 0,115,$$

$$\beta_6/\beta = 0,042, \mu = 0,2 \text{ с}^{-1}, A = 25,$$

$$\alpha = 1224 \text{ кВт/(м}^3 \cdot \text{°C)}, g_z = 9,8 \text{ м/с}^2,$$

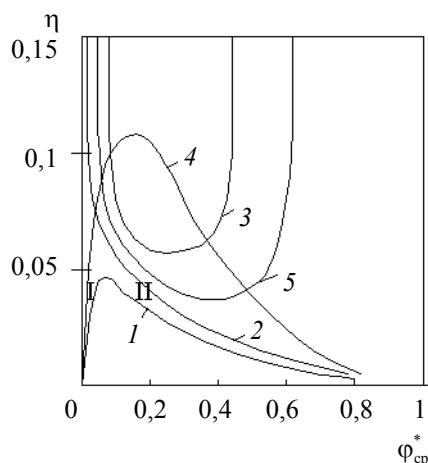
$$P_0 = 7 \cdot 10^6 \text{ Па}, T' = 285,8 \text{ °C}, \quad (14)$$

$$i' = 1267,7 \text{ кДж/кг}, i'' = 2771,4 \text{ кДж/кг},$$

$$v' = 0,00145 \text{ м}^3/\text{кг}, v'' = 0,0273 \text{ м}^3/\text{кг}, a_{II} = 20\beta,$$

$$P_H = 0, H = 2 \text{ м}, H_1 = 2 \text{ м}, \lambda_T(z) = 2,96$$

$$\text{при } z \in [0; 4]. \quad (15)$$

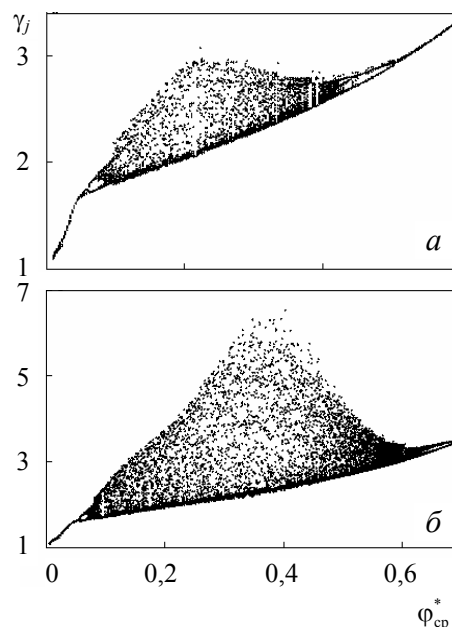


Р и с. 1. Области устойчивости и стохастичности для кипящего реактора с естественной циркуляцией теплоносителя

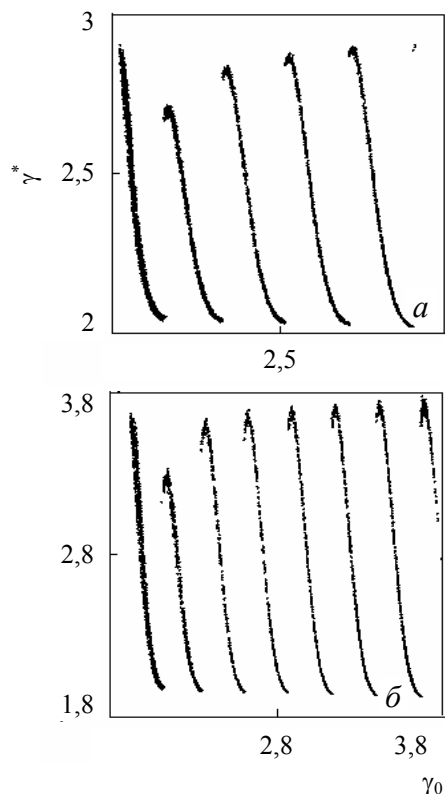
Область устойчивости кипящего реактора, описываемого уравнениями (1)—(15), располагается ниже кривой 1 на рис. 1. Области неустойчивости типа I и II располагаются соответственно слева и справа от кривой 1. При $\eta > 0,046$ области неустойчивости I и II смыкаются и реактор становится неустойчивым для любых значений $0 < \Phi_{cp}^* < 1$. В пределах всей области неустойчивости на рис. 1 реализуются колебания ограниченной амплитуды. При параметрах, располагающихся слева от кривой 2, реализуются периодические колебания, в процессе которых скорость теплоносителя на входе канала не меняет знак. При параметрах, располагающихся справа от кривой 2, в процессе колебаний происходит обращение циркуляции на входе реактора. Немного правее кривой 2 проходит граница, отделяющая колебания, реализующиеся при $\delta k < \beta$, и колебания, в процессе которых реактор достигает мгновенной критичности. Например, при $\eta = 0,06$ и $\eta = 0,12$ нейтронные импульсы возникают при $\delta k > \beta$, если $\Phi_{cp}^* > 0,095$ и $\Phi_{cp}^* > 0,053$. Хаотические колебания реализуются в области параметров, ограниченной кривой 3. Видно, что они возбуждаются при увеличении стационарного среднего паросодержания в активной зоне Φ_{cp}^* , если недогрев воды на входе реактора до температуры насыщения превышает некоторое критическое значение. Кривая 4 ограничивает область устойчивости реактора при разомкнутой обратной связи по реактивности, т.е. при $a_n = 0$ и постоянном, по-

вышающемся с ростом Φ_{cp}^* тепловом потоке в теплоносителе. Кривая 4 делит область стохастичности на две части, отвечающие двум случаям возбуждения хаоса — стационарный режим реактора при отключенной обратной связи по паросодержанию устойчив и неустойчив. Колебания переменных реактора, происходящие в хаотическом режиме между импульсами, являются затухающими или незатухающими в зависимости от того, ниже или выше кривой 4 на рис. 1 располагаются параметры η , Φ_{cp}^* . На рис. 2, а изображена диаграмма максимумов γ_j величины $\gamma = T_r(H/2, t)/T_0$, реализующихся в процессе колебаний в системе уравнений (1)—(15) при $\eta = 0,12$ ($i_0/i' = 1 - \eta = 0,88$) и увеличении реактивности δk_0 ($\Phi_{cp}^* = \delta k_0/a_n$) в соответствии с уравнением (13) при $k_0 = 0,05 \beta$, $\tau_0 = 50$ с, $M_0 = 240$.

Отображение $\gamma^*(\gamma_0)$, определяющее хаотическую динамику реактора при $\eta = 0,12$ и $\Phi_{cp}^* = 0,2$, показано на рис. 3, а. Оно имеет пять интервалов непрерывности и является растягивающим всюду на отрезке $\gamma_0 \in [2, 2,8]$, за исключением небольших интервалов. Такие отображения порождают хаос в динамических



Р и с. 2. Множество максимумов температуры топлива, реализующихся в процессе автоколебаний: а — случай допустимости прямой и обратной циркуляции теплоносителя на входе канала (открытый вход реактора); б — случай недопустимости обратной циркуляции (полукоткрытый вход)



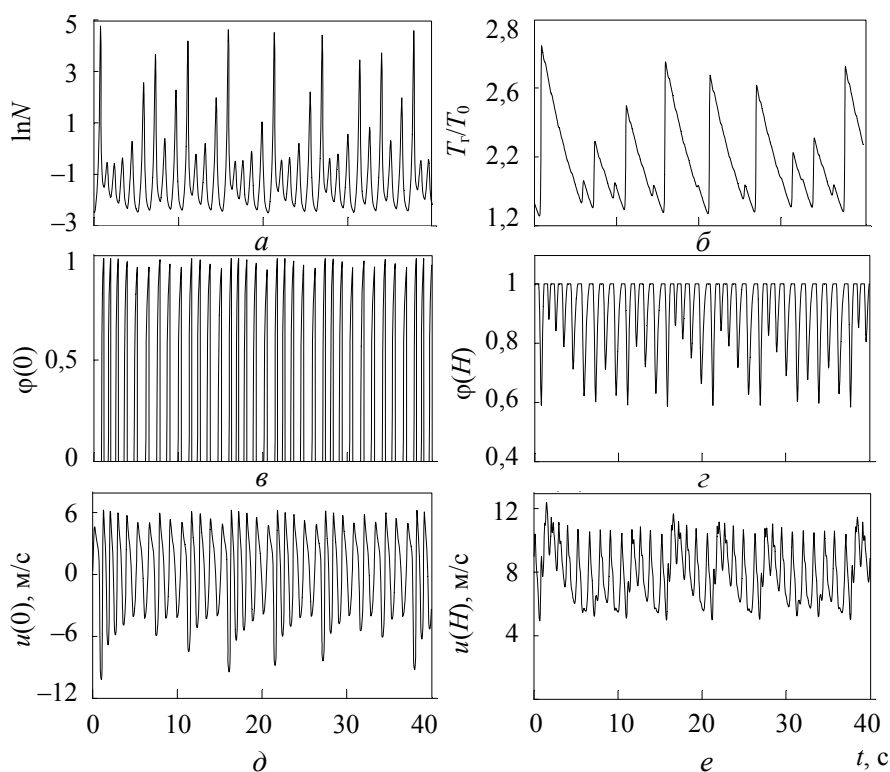
Р и с. 3. Отображения, определяющие хаотическую динамику реактора с параметрами (14), (15) и $\eta = 0,12$, $\phi_{cr}^* = 0,2$: *a*, *б* — случай открытого и полукрытого входа реактора соответственно

системах. Отображение имеет пять неустойчивых неподвижных точек, которым отвечают неустойчивые импульсные периодические режимы с разными импульсами и разным (от нуля до четырех) числом колебаний плотности нейтронов между импульсами (с разным временем между ними).

Анализ отображений $\gamma^*(\gamma_0)$ при $\eta = 0,12$ показывает, что при увеличении параметра ϕ_{cr}^* происходят различные бифуркации их неподвижных точек и соответствующих им периодических движений. Устойчивое периодическое движение возникает при $\phi_{cr}^* > 0$. При $\phi_{cr}^* = 0,055$ оно становится неустойчивым и происходит первая бифуркация удвоения периода. Две последующие бифуркации реализуются при $\phi_{cr}^* = 0,069$ и $\phi_{cr}^* = 0,076$. Каскад бифуркаций завершается хаосом при $\phi_{cr}^* > 0,079$. При дальнейшем увеличении параметра ϕ_{cr}^* появляются новые интервалы непрерывности отображения $\gamma^*(\gamma_0)$, а на них новые неподвижные точки. Появлению таких точек соответствуют бифуркации

рождения периодических движений с увеличивающимися нейтронными импульсами и числом колебаний переменных реактора между ними. Рождение периодических движений с двумя, тремя, четырьмя и пятью колебаниями переменных между импульсами (появление третьей, четвертой, пятой и шестой ветви отображения) происходит при $\phi_{cr}^* = 0,092$, $\phi_{cr}^* = 0,11$, $\phi_{cr}^* = 0,16$, $\phi_{cr}^* = 0,2$. Появление шестой ветви видно на рис. 3, *a*. При дальнейшем увеличении параметра ϕ_{cr}^* число интервалов непрерывности уменьшается. Исчезновение периодических движений с пятью, четырьмя, тремя и двумя колебаниями переменных между импульсами (шестой, пятой, четвертой и третьей ветви отображения) происходит при $\phi_{cr}^* = 0,23$, $\phi_{cr}^* = 0,28$, $\phi_{cr}^* = 0,33$, $\phi_{cr}^* = 0,37$. Новые периодические движения (неподвижные точки) рождаются устойчивыми, но при увеличении ϕ_{cr}^* становятся неустойчивыми и включаются в состав хаотического аттрактора. Значениям ϕ_{cr}^* , при которых происходит рождение и исчезновение неподвижных точек, отвечают интервалы (окна) периодичности, которые на рис. 2, *a* не видны из-за их малой длины.

Хаотические колебания переменных реактора, отвечающие параметрам $\eta = 0,12$ и $\phi_{cr}^* = 0,2$, показаны на рис. 4, откуда ясен механизм импульсного хаоса. В некоторый момент времени паросодержание уменьшается до значения, при котором реактивность превышает суммарную долю запаздывающих нейтронов β и начинается нейтронная вспышка. В результате вспышки скачком увеличивается температура топлива. Это приводит к быстрому нагреву и закипанию теплоносителя, вытеснению части его из активной зоны, увеличению паросодержания в активной зоне, уменьшению реактивности до значения, намного меньше нуля, и гашению нейтронной вспышки. После импульса начинаются колебания, в процессе которых теплоноситель то поступает в активную зону, то нагреваясь и закипая, вытесняется из нее, продолжая при этом циркулировать через реактор и отводить тепло, выделившееся во время импульса. Температура топлива монотонно падает, плотность теплоносителя и реактивность, колеблясь, растут. В некоторый момент времени реак-



Р и с. 4. Хаотические колебания плотности нейтронов (а), относительной температуры топлива (б), паросодержания на входе активной зоны (в) и выходе из нее (г), скорости теплоносителя на входе активной зоны (д) и выходе из нее (е) в случае открытого входа реактора

тивность вновь превышает β и происходит очередной нейтронный импульс. Далее все повторяется. Хаотическая последовательность максимумов температуры топлива, достигаемых после импульсов, определяется итерациями $\gamma_1, \gamma_2, \dots, \gamma_n = \gamma^*(\gamma_{n-1}) \dots$ отображения $\gamma^*(\gamma_0)$. Число колебаний переменных между импульсами на единицу меньше номера того интервала непрерывности отображения $\gamma^*(\gamma_0)$, которому принадлежит достигнутое после очередного импульса значение γ_j максимума $\gamma = T_f/T_0$. Расчеты показывают, что такой механизм импульсного хаоса реализуется только при сильной обратной связи по паросодержанию (при большом паровом коэффициенте реактивности a_n).

Во время импульсов и во время колебаний между импульсами пароводяная смесь вытесняется из активной зоны не только через ее выход, но и через ее вход (см. рис. 4, в, д). При реализации импульсного хаоса в кипящих реакторах целесообразно использовать схему, при которой вытесняемая через вход активной зоны пароводяная смесь не смешивается с поступающей на вход водой, а минуя активную зону, направляется по специально выделенным каналам либо в

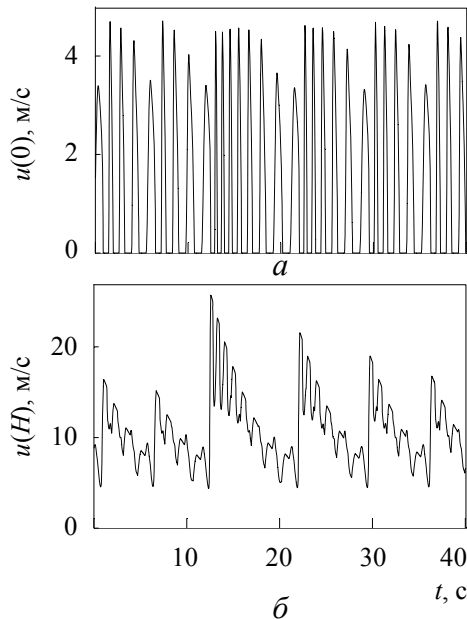
тяговый участок, либо прямо в сепаратор пара. Возможна и другая полуоткрытая схема, когда вход активной зоны открыт для поступления в нее воды и закрыт для обратной циркуляции теплоносителя. При такой схеме в алгоритме расчета предусмотрено, что в моменты времени t , в которые вычисленная по уравнению (5) скорость $u(0, t)$ оказывается меньше нуля, устанавливается $u(0, t) = 0$. Исходя из него, скорость во всех точках канала рассчитывается по соотношению (2). Расчеты показали, что хаотическая динамика кипящего реактора с полуоткрытым входом аналогична динамике реактора с открытым в обе стороны входом. Для рассматриваемого примера реактора с параметрами (14), (15) область стохастичности в случае полуоткрытого входа шире, чем в случае открытого входа, и ограничена

кривой 5 на рис. 1, диаграмма максимумов γ_j переменной $\gamma = T_f(H/2, t)/T_0$ при $\eta = 0,12$ показана на рис. 2, б, отображение $\gamma^*(\gamma_0)$ и хаотические колебания скорости теплоносителя, отвечающие параметрам $\eta = 0,12$ и $\phi_{cr}^* = 0,2$, — на рис. 3, б и 5.

Случай принудительной циркуляции теплоносителя $P_n \neq 0$. В этом случае реактор устойчив при малом среднем паросодержании ϕ_{cr}^* , т.е. неустойчивость типа I отсутствует. Неустойчивость типа II возникает при большом среднем паросодержании ϕ_{cr}^* . Расчеты показали, что и в этом случае в области неустойчивости II могут реализоваться хаотические колебания большой амплитуды с обращением циркуляции на входе реактора. В качестве примера рассмотрим реактор с параметрами (14) и измененными по сравнению с (15) значениями

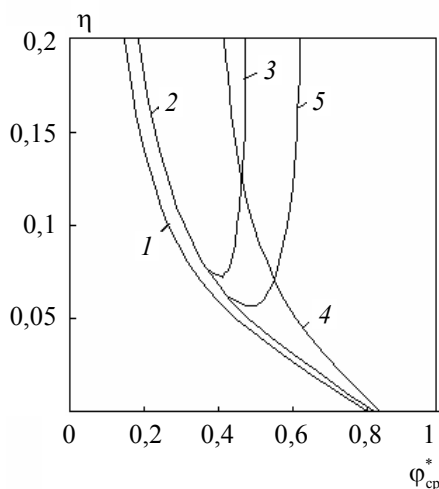
$$P_n = 2 \cdot 10^5 \text{ Па}, H = 4 \text{ м}, H_1 = 0, \\ \lambda_r(z) = 8,63 \text{ при } z \in [0, 4]. \quad (16)$$

Кривые 1—5 на рис. 6 делят плоскость параметров η, ϕ_{cr}^* на области, аналогичные областям на рис. 1. Область неустойчивости реактора, опи-

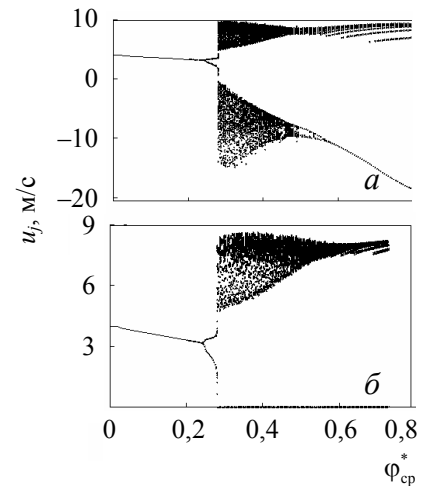


Р и с. 5. Хаотические колебания скорости теплоносителя на входе активной зоны (а) и выходе из нее (б) в случае полуоткрытого входа реактора

сываемого уравнениями (1)–(14), (16), расположена справа от кривой 1 на рис. 6. Тот же реактор, но при отключенной обратной связи по реактивности ($a_n = 0$) неустойчив, если параметры η , Φ_{cr}^* располагаются справа от кривой 4. Колебания, в процессе которых происходит обращение циркуляции на входе реактора, реализуются при параметрах η , Φ_{cr}^* , расположенных справа от кривой 2. Области стохастичности в случае открытого и полуоткрытого входа реактора располагаются соответственно между кривыми 2 и 3 и кривыми 2 и 5. На рис. 7, а, б изображены диаграммы максимумов и минимумов u_j величины $u(0, t)$ для реактора с параметрами



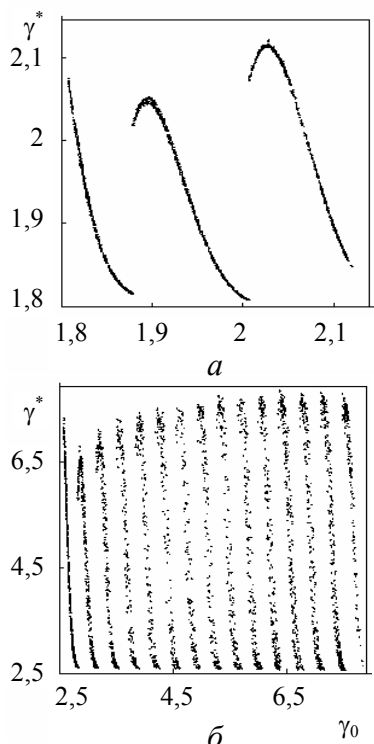
Р и с. 6. Области устойчивости и стохастичности для кипящего реактора с принудительной циркуляцией теплоносителя



Р и с. 7. Множество максимумов и минимумов скорости теплоносителя на входе реактора, реализующихся в процессе автоколебаний: а, б — случай открытого и полуоткрытого входа соответственно

(14), (16) и $\eta = 0,12$. На рис. 7 видно, что возникновение обращения циркуляции на входе при $\Phi_{cr}^* > 0,27$ сразу ведет к колебаниям большой амплитуды. Отображения $\gamma^*(\gamma_0)$, отвечающие параметрам $\eta = 0,12$, $\Phi_{cr}^* = 0,3$, имеют по шесть интервалов непрерывности и аналогичны отображению на рис. 3, а. Колебания переменных реактора при $\eta = 0,12$, $\Phi_{cr}^* = 0,3$ аналогичны колебаниям, показанным на рис. 4, 5. Амплитуда колебаний быстро растет с повышением недогрева теплоносителя на входе до температуры насыщения. Например, при $\eta = 0,08$, $\Phi_{cr}^* = 0,4$ и открытом входе реактора его хаотическую динамику определяет отображение на рис. 8, а, в случае $\eta = 0,2$, $\Phi_{cr}^* = 0,3$ и полуоткрытого входа — отображение на рис. 8, б.

Заключение. В рамках одномерной интегральной модели количества движения для кипящего канала и точечных уравнений кинетики исследована хаотическая динамика кипящих реакторов. Показано, что если паровой коэффициент реактивности большой и недогрев воды на входе реактора до температуры насыщения превышает некоторое критическое значение, при увеличении среднего паросодержания в активной зоне в кипящих реакторах с естественной и принудительной циркуляцией теплоносителя реализуются хаотические колебания с изменением знака скорости теплоносителя в кипящем канале. Выяснено, что такие колебания с обращением циркуляции теплоносителя могут возбуждаться в случае, когда при отключенной



Р и с. 8. Отображения, определяющие хаотическую динамику реактора с параметрами (14), (16): *a* — $\eta = 0,08$, $\Phi_{\text{ср}}^* = 0,4$, открытый вход реактора; *б* — $\eta = 0,2$, $\Phi_{\text{ср}}^* = 0,3$, полуоткрытый вход реактора

обратной связи по паросодержанию стационарный режим реактора устойчив, и в случае, когда он неустойчив. Они могут быть реализованы в рамках обычной схемы реактора, когда вход активной зоны открыт и для поступления в нее воды, и для обратной циркуляции теплоносителя, а также в случае схемы с полуоткрытым входом — закрытым для обратной циркуляции.

Проведен численный расчет хаотических колебаний. Описан механизм импульсного хаоса. В плоскости параметров, характеризующих недогрев воды на входе реактора до температуры насыщения и стационарное среднее паросодержание в активной зоне, построены границы области устойчивости стационарного режима, в области неустойчивости выделены области стохастичности. Знание таких областей позволит выбирать параметры кипящих реакторов, при которых в них реализуется импульсный хаос.

Показано, что свойства хаотических колебаний точно определяются специально сконструированным одномерным точечным отображением. Оно по максимальной температуре топлива, достигнутой во время нейтронного импульса, однозначно определяет максимальную темпера-

туру топлива, которая будет достигнута в момент следующей нейтронной вспышки. Определены свойства отображения. Исследованы бифуркации рождения и исчезновения неподвижных точек отображения, бифуркации потери и приобретения ими устойчивости, которые происходят при увеличении стационарного среднего паросодержания в активной зоне. Такой бифуркационный анализ позволил выяснить, как при изменении указанного параметра меняются реализуемые в процессе хаотических колебаний нейтронные импульсы и число колебаний переменных между ними (время между импульсами).

Работа поддержана грантом РФФИ (проект 08-08-97048-р_Поволжье_a).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **March-Leuba J., Cacuci D., Perez R.** Nonlinear dynamics and stability of boiling water reactors. I. Qualitative analysis. — Nucl. Sci. Engng, 1986, v. 93, № 2, p. 111—123.
2. **March-Leuba J.** Nonlinear dynamics and chaos in boiling water reactors. — In: Noise and Nonlinear Phenom. Nucl. Syst. Proc. NATO Adv. Res. Workshop. Valencia, 23—27 May 1988. New York—London, 1989, p. 371—385.
3. **Rizwan-uddin, Dorning J.** A chaotic attractor in a periodically forced two-phase flow system. — Nucl. Sci. Engng, 1988, v. 100, № 4, p. 393—404.
4. **Lahey jr. R.** An application of fractal and chaos theory in the field of two-phase flow and heat transfer. — Heat and Mass Transfer, 1991, v. 26, № 6, p. 351—363.
5. **Clausse A., Lahey jr. R.** The analysis of periodic and strange attractors during density-wave oscillations in boiling flows. — Chaos, Solitons, Fractals, 1991, v. 1, № 2, p. 167—178.
6. **Bragt D., Rizwan-uddin, Hagen T.** Nonlinear analysis of a natural circulation boiling water reactor. — Nucl. Sci. Engng, 1999, v. 131, № 1, p. 23—44.
7. **Lee J., Pan C.** Nonlinear analysis for a nuclear-coupled two-phase natural circulation loop. — Nucl. Engng Design, 2005, v. 235, № 5, p. 613—626.
8. **Durga Prasad G., Pandey M.** Stability analysis and nonlinear dynamics of natural circulation boiling water reactors. — Ibid., 2008, v. 238, № 1, p. 229—240.
9. **Lee J., Pan C.** Periodic and chaotic oscillations in the nuclear-coupled boiling channel system subject to strong void-reactivity feedbacks. — Ann. Nucl. Energy, 2009, v. 36, № 6, p. 793—801.
10. **Постников Н.С.** Возможность, допустимость и целесообразность реализации импульсных стохастических режимов в кипящих реакторах с естественной циркуляцией теплоносителя. — Атомная энергия, 2004, т. 97, вып. 6, с. 422—431.

Поступила в Редакцию 7.07.09