

СТАТЬИ

УДК 621.039.5

ИНЕРЦИОННОСТЬ ШУМА В ПЕРЕХОДНЫХ ПРОЦЕССАХ ПОДКРИТИЧЕСКОГО ЖИДКОСОЛЕВОГО РЕАКТОРА-СЖИГАТЕЛЯ ТРАНСПЛУТОНИЕВЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

Дегтярев А.М., Мясников А.А., Трофимова Т.Е., Фейнберг О.С. (НИЦ «Курчатовский ин-т», г. Москва),
Карманов Ф.И. (ИАТЭ НИЯУ МИФИ, г. Обнинск), Серянина О.А. (НИЯУ МИФИ, г. Москва)

Критичность в работающих на мощности реакторах контролируется по изменению нейтронного потока. Однако при эксплуатации реактора в подкритическом режиме с внешним источником нейтронов такой подход недостаточно эффективен, поскольку изменение нейтронного потока может оказаться невыявленным при неблагоприятном наложении отклонений характеристик источника. Поэтому для разрабатываемого в настоящее время подкритического реактора с жидкосольевой активной зоной для сжигания трансплутониевых элементов рассматривается возможность дополнительного контроля $k_{эф}$ на основе наблюдений за флуктуациями мощности, которые еще называют реакторным шумом [1—3]. С физической точки зрения такой контроль принципиально возможен, и его можно реализовать при условии разрешения сопутствующих проблем, связанных в том числе с особенностями реактора в отношении шума.

Настоящая работа, продолжающая исследование [3], посвящена рассмотрению инерционности шума в переходных процессах, которая имеет принципиальное значение с точки зрения контроля критичности в оперативном режиме.

Для анализа шумов воспользуемся моделью точечного реактора с одной группой запаздывающих нейтронов, мощность которого испытывает малые отклонения под влиянием случайных возмущений реактивности и источника. Воспользуемся линеаризованной математической моделью реактора [3]

$$l \frac{dp(t)}{dt} - (\rho - \beta)p(t) - r_p p(t) - \lambda c(t) - r P_0 \theta(t) = q(t) + \Delta \rho(t) P_0;$$

$$\begin{aligned} \frac{dc(t)}{dt} - \beta p(t) + \lambda c(t) + \\ + \lambda_k [c(t) - c(t - t_k) \exp(-\lambda t_k)] = 0; \\ c_c m_c \frac{d\theta(t)}{dt} - p(t) + \lambda_k c_c m_c [\theta(t) - \alpha \theta(t - t_k)] = 0, \end{aligned} \quad (1)$$

где в уточнение и дополнение общепринятых обозначений P_0 , ρ — усредненная по времени стационарная мощность и реактивность реактора соответственно; $q(t)$, $\Delta \rho(t)$ — отклонение мощности источника и реактивности, которое инициирует отклонение мощности $p(t)$, температуры топливной соли $\theta(t)$ и параметра $c(t)$, определяемого содержанием ядер-предшественников запаздывающих нейтронов; c_c , m_c — теплоемкость и масса топливной соли в активной зоне; t_k — время прохождения топливной солью системы охлаждения; λ_k — доля общей массы топливной соли в активной зоне, которая за единицу времени выходит в систему охлаждения и возвращается обратно; r_p — реактивность, компенсирующая частичный распад ядер-предшественников в системе охлаждения и введенная для обеспечения критических условий в состоянии реактора с заданной мощностью P_0 и реактивностью $\rho = 0$; r — температурный коэффициент реактивности; $\exp(-\lambda t_k)$ — множитель, учитывающий частичный распад предшественников запаздывающих нейтронов в контуре охлаждения; коэффициент $\alpha < 1$ учитывает снижение отклонения температуры соли при ее прохождении через систему охлаждения.

Обозначив $\Phi(t) = [p(t) \ c(t) \ \theta(t)]^T$, $S(t) = [q(t) + \Delta \rho(t) P_0 \ 0 \ 0]^T$, где T означает транспонирование, систему уравнений (1) запишем в виде

$$L\Phi(t) = S(t). \quad (2)$$

При достаточно продолжительном времени работы реактора под действием возмущений $s_1(t) = q(t) + \Delta\rho(t)P_0$ решение уравнения (2) определяется выражением

$$\Phi(t) = \int_{-\infty}^t \Phi_n(t_s, t) s_1(t_s) dt \quad (3)$$

с импульсной вектор-функцией $\Phi_n(t_s, t)$. Эта функция представляет собой решение уравнения (2) при возмущении в виде δ -функции

$$s_\delta(t) = [\delta(t - t_s) \ 0 \ 0]^T,$$

где t_s рассматривается как параметр. Проинтегрировав уравнение (2) с импульсным возмущением $s_\delta(t)$ в правой части по интервалу $(t_s - \varepsilon, t_s + \varepsilon)$ при $\varepsilon \rightarrow 0$ с учетом условия $\Phi_n(t_s, t_s - \varepsilon) = \mathbf{0}$, получаем, что $\Phi_n(t_s, t)$ удовлетворяет уравнению (2) в однородной форме с начальным значением $\Phi_n(t_s, t)_{t=t_s} = [1/l \ 0 \ 0]^T$. С использованием первой координаты вектор-функции $\Phi_n(t_s, t)$ отклонение мощности можно записать в виде

$$p(t) = \int_{-\infty}^t \Phi_{n1}(t_s, t) s_1(t_s) dt_s. \quad (4)$$

Выражение (4) позволяет определить дисперсию мощности в момент времени t , обусловленную возмущениями при $t_s < t$:

$$\begin{aligned} D_p(t) &= \mathbf{M}[p^2(t)] = \\ &= \mathbf{M} \int_{-\infty}^t \int_{-\infty}^t \Phi_{n1}(t_s, t) \Phi_{n1}(t'_s, t) s_1(t_s) s_1(t'_s) dt_s dt'_s, \end{aligned}$$

где $\mathbf{M}$ — оператор математического ожидания. Отсюда, приняв, как и в исследовании [3], что возмущающее воздействие является белым шумом, получаем

$$\begin{aligned} D_p(t) &= \int_{-\infty}^t \int_{-\infty}^t \Phi_{n1}(t_s, t) \Phi_{n1}(t'_s, t) \mathbf{M} s_1(t_s) s_1(t'_s) dt_s dt'_s \sim \\ &\sim \int_{-\infty}^t \Phi_{n1}^2(t_s, t) 2c(t_s) dt_s, \end{aligned} \quad (5)$$

где $c(t_s)$ — интенсивность белого шума. Заметим, что формулы (3), (4) и полученное на их основе выражение для дисперсии $D_p(t)$ (5) справедливы при выполняемом условии устойчивости системы и возмущении в виде белого шума с ограниченным спектром [3, 4]. В силу последнего обстоятельства второе равенство в выражении (5) является приближенным.

При численном определении $\Phi_n(t_s, t)$ на начальном отрезке интегрирования необходимо использовать мелкую временную сетку из-за малого времени жизни мгновенных нейтронов. Лишь по завершении переходного периода длительностью по порядку величины $\Delta t_l = l/(-\rho + \beta - r_p)$ после ввода импульса, когда мощность реактора приходит в соответствие с текущими реактивностью и содержанием ядер-предшественников запаздывающих нейтронов, становится возможным увеличить шаг интегрирования и перейти к приближению нулевого времени жизни мгновенных нейтронов. Из-за таких особенностей алгоритм неудобен для вычисления дисперсии мощности $D_p(t)$ при изменяющейся реактивности ρ , поскольку для времени t на переходном участке и вблизи его верхней границы требуется выполнить серию расчетов $\Phi_n(t_s, t)$ с мелким шагом изменения t_s в интервале $(t - \Delta t_l, t)$.

Более просто получить первую координату $\Phi_{n1}(t_s, t)$ вектор-функции $\Phi_n(t_s, t)$, используя вместо уравнения (1) с импульсной правой частью

$$\mathbf{L}\Phi_n(t_s, t) = [\delta(t - t_s) \ 0 \ 0]^T \quad (6)$$

сопряженное к нему уравнение [5]

$$\mathbf{L}^+ \Phi_n^+(t, t_f) = [\delta(t - t_f) \ 0 \ 0]^T. \quad (7)$$

В уравнении (7) в качестве независимой переменной t выступает время ввода импульса, время наблюдения t_f вызванного этим импульсом отклонения мощности играет роль параметра. Умножив уравнение (6) на $\Phi_n^+(t, t_f)$, (7) — на $\Phi_n(t_s, t)$, из тождественных в силу сопряженности $\mathbf{L}^+$ и $\mathbf{L}$ цепочек равенств

$$\begin{aligned} [\mathbf{L}\Phi_n(t_s, t), \Phi_n^+(t, t_f)] &= \int_{-\infty}^{\infty} [\delta(t - t_s) \ 0 \ 0] \Phi_n^+(t, t_f) dt = \\ &= \Phi_{n1}^+(t_s, t_f); \\ [\mathbf{L}^+ \Phi_n^+(t, t_f), \Phi_n(t_s, t)] &= \int_{-\infty}^{\infty} [\delta(t - t_f) \ 0 \ 0] \Phi_n(t_s, t) dt = \\ &= \Phi_{n1}(t_s, t_f) \end{aligned}$$

получаем, что первые координаты вектор-функций $\Phi_n(t_s, t)$, $\Phi_n^+(t, t_f)$ совпадают при одинаковых аргументах. Сопряженное уравнение (7) не сложнее прямого уравнения (6) и при этом позволяет из одного решения найти $\Phi_{n1}(t_s, t_f)$ в рассматриваемый момент времени t_f сразу для всех $t_s < t_f$.

Построим сопряженный к оператору $\mathbf{L}$ оператор $\mathbf{L}^+$. С этой целью с использованием матричных обозначений запишем уравнение (6) в виде

$$\begin{aligned} \mathbf{L}\varphi_{\text{и}}(t_s, t) = \\ = \begin{pmatrix} ID - (\rho - \beta) - r_p & -\lambda & -rP_0 \\ -\beta & L_{22} & 0 \\ -1 & 0 & L_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} p(t_s, t) \\ c(t_s, t) \\ \theta(t_s, t) \end{pmatrix} = \\ = \begin{pmatrix} \delta(t - t_s) \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (8)$$

где $L_{22} = D + \lambda + \lambda_k[1 - \exp(-\lambda t_k)U_-]$; $L_{33} = c_c m_c D + \lambda_k c_c m_c(1 - \alpha U_-)$; $D = d/dt$ — оператор дифференцирования; U_- — оператор сдвига, определяемый формулой $U_- x(t) = x(t - t_k)$. Поскольку возмущение системы и вызываемое им отклонение мощности рассматриваются в конечном интервале времени $-\infty < t_s < t_f < \infty$, решение $\varphi_{\text{и}}(t_s, t)$ обращается в нулевую вектор-функцию при $-\infty < t < t_{\text{сmin}}$, $\varphi_{\text{и}}^+(t, t_f)$ соответственно при $t_{\text{fmax}} < t < \infty$. В этом случае имеет место равенство

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{\infty} \varphi_{\text{и}}^+(t, t_f) \frac{d}{dt} \varphi_{\text{и}}(t_s, t) dt = - \int_{-\infty}^{\infty} \varphi_{\text{и}}(t_s, t) \frac{d}{dt} \varphi_{\text{и}}^+(t, t_f) dt, \\ i = 1, \dots, 3. \end{aligned} \quad (9)$$

Для оператора сдвига U_- , как следует из равенств

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{\infty} \varphi_{\text{и}}^+(t, t_f) \varphi_{\text{и}}(t_s, t - t_k) dt = \int_{-\infty}^{\infty} \varphi_{\text{и}}^+(t + t_k, t_f) \varphi_{\text{и}}(t_s, t) dt, \\ i = 1, \dots, 3, \end{aligned}$$

сопряженным является оператор

$$U_-^+ = U_+, \quad (10)$$

действующий по правилу

$$U_+ x(t) = x(t + t_k).$$

С учетом равенств (9), (10) из определяющего сопряженный оператор $\mathbf{L}^+$ уравнения

$$[\mathbf{L}\varphi_{\text{и}}(t_s, t), \varphi_{\text{и}}^+(t, t_f)] = [\mathbf{L}^+ \varphi_{\text{и}}^+(t, t_f), \varphi_{\text{и}}(t_s, t)]$$

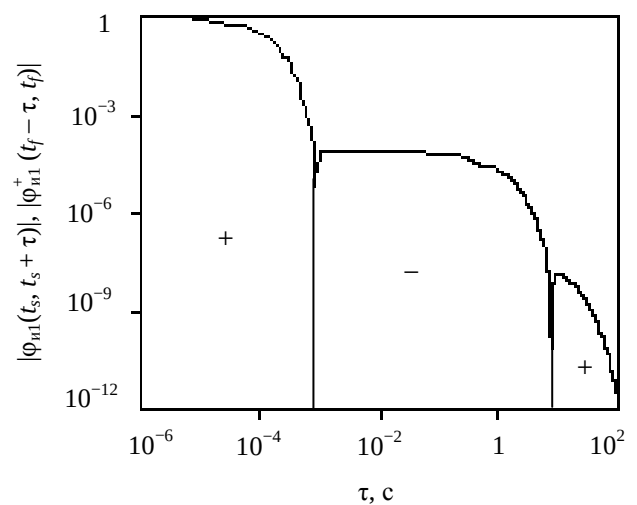
получаем

$$\mathbf{L}^+ = \begin{pmatrix} -ID - (\rho - \beta) - r_p & -\beta & -1 \\ -\lambda & L_{22}^+ & 0 \\ -rP_0 & 0 & L_{33}^+ \end{pmatrix},$$

где $L_{22}^+ = -D + \lambda + \lambda_k[1 - \exp(-\lambda t_k)U_+]$; $L_{33}^+ = -c_c m_c D + \lambda_k c_c m_c(1 - \alpha U_+)$. По сравнению с оператором $\mathbf{L}$ в выражении (8) в операторе $\mathbf{L}^+$ строки и столбцы меняются местами, перед оператором дифференцирования D появляется отрицательный знак, оператор U_- заменяется оператором U_+ .

При численном решении уравнений (6), (7) для характеристик реактора в рабочем состоянии принимали следующие значения, полученные в том числе и на основе оценок: реактивность $\rho = \rho_0 = -0,0101$, которая в силу равенства $\rho = 1 - 1/k_{\text{эф}} = 1 - 1/(1 - d_n)$ соответствует заданной подкритичности $d_{n0} = 0,01$, $\beta = 8 \cdot 10^{-4}$, $r_p = 2,6 \cdot 10^{-4}$, $r = -1 \cdot 10^{-4}$ 1/К, $l = 10^{-6}$ с, $\lambda = 0,1$ с⁻¹, $P_0 = 1650$ МВт, $\lambda_k = 1$ с⁻¹, $t_k = 0,5$ с, $c_c = 1,9$ кДж/(кг·К), $m_c = 15 \cdot 10^3$ кг, $\alpha = 0,5$.

Первая координата решения уравнения (7) $\varphi_{\text{и}1}(t, t_f)$ симметрична функции $\varphi_{\text{и}1}(t_s, t)$ из решения уравнения (6), и точно так же в ее поведении выделяются две области (рис. 1). Участок по масштабу величины Δt_f , примыкающий к t_f , характеризуется быстрым изменением функции. На этом участке введенный импульс проявляет свое влияние на $p(t_f)$ в основном через быстро спадающую экспоненту со временем релаксации $l/(-\rho + \beta - r_p)$. Влияние более ранних импульсов связано с вызываемыми ими инерционными отклонениями содержания ядер-предшественников и температуры соли, из-за чего скорость из-



Р и с. 1. Функции $\varphi_{\text{и}1}(t_s, t_s + \tau)$ и $\varphi_{\text{и}1}^+(t_f - \tau, t_f)$ при подкритичности реактора $d_{n0} = 0,01$ в нормировке на единичное значение при $\tau = 0$; +, — — участки положительных и отрицательных значений функций (вертикальные линии графика отвечают моментам перемены знака функций)

менения функции $\varphi_{н1}^+(t, t_p)$ замедляется. Как и в случае исходного уравнения (6), при решении сопряженного уравнения (7) за пределами переходного участка можно перейти к приближению с нулевым временем жизни мгновенных нейтронов, при котором в операторе L^+ опускается слагаемое ID . Получающийся при этом оператор сопряжен исходному оператору L , записанному в форме для того же приближения.

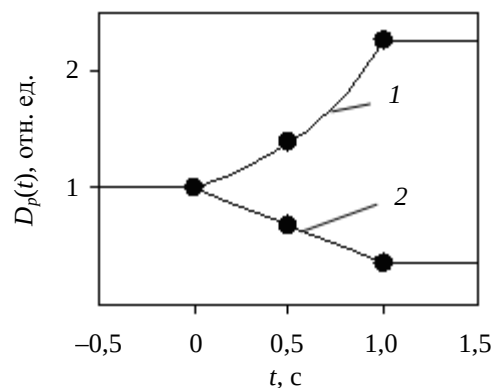
Для дальнейшего рассмотрения инерционности шума обратимся к конкретному переходному процессу. Пусть в соответствии с постановкой задачи реактор работает на постоянной мощности P_0 и в нем происходит переходный процесс с ненаблюдаемыми по данным других средств контроля и взаимно компенсирующими изменениями реактивности $\rho(t)$ и мощности источника. Примем, что в этом процессе подкритичность уменьшается по линейному закону с заданного уровня $d_{п0} = 0,01$ до $0,004$. Соответствующим образом уменьшается и мощность источника. В этом случае, считая, что уровень шумов источника остается таким же в относительном исчислении, а в абсолютном изменяется прямо пропорционально мощности источника [3], в выражении (5)

$$c(t) = (\rho(t)/\rho_0)^2 c_q + c_{\Delta\rho}, \quad (11)$$

где коэффициент c_q характеризует шум источника нейтронов при реактивности $\rho = \rho_0$, отвечающей заданной подкритичности $d_{п0} = 0,01$, коэффициент $c_{\Delta\rho}$ — шум реактивности. Учитывая, что инерционность сильнее проявляется в быстропротекающих процессах, и принимая во внимание нижнюю оценку длительности переходных процессов рассматриваемого типа в реакторе, положим, что подкритичность изменяется за 1 с.

Данный пример переходного процесса рассматривали при двух предельно возможных случаях исходного возмущения — его формирования полностью реактивностью $c_q = 0$, $c_{\Delta\rho} \neq 0$ или источником $c_q \neq 0$, $c_{\Delta\rho} = 0$.

С уменьшением подкритичности шум меняется в этих двух случаях разнонаправлено, что соответствует закономерностям [3] (рис. 2). При возмущении, определяемом реактивностью, исходное возмущающее воздействие в правой части уравнения (2) не изменяется, а поскольку чувствительность к нему $p(t)$ усиливается с



Р и с. 2. Изменение дисперсии мощности $D_p(t)$ при линейном уменьшении подкритичности с $0,01$ до $0,004$ и согласованном изменении мощности источника в интервале $(0, 1)$ с при формировании шума реактивностью $c_q = 0$, $c_{\Delta\rho} \neq 0$ (1), источником нейтронов $c_q \neq 0$, $c_{\Delta\rho} = 0$ (2): ● — дисперсия D_p в стационарном реакторе с подкритичностью, соответствующей рассматриваемому моменту времени

уменьшением подкритичности, возрастает и шум реактора. В противоположном случае усиление чувствительности $p(t)$ оказывается менее значимым в сравнении с квадратичным уменьшением функции $(\rho(t)/\rho_0)^2$ в выражении для интенсивности возмущающего шума $c(t)$ (11), и шум реактора снижается.

В обоих вариантах текущая дисперсия шума $D_p(t)$ не отличается значимым образом от значения в стационарном состоянии реактора при подкритичности, отвечающей рассматриваемому моменту времени (см. рис. 2). Под стационарным понимается состояние реактора с постоянной реактивностью ρ в системе уравнений (1) и согласно постановке задачи усредненной без учета случайных возмущений заданной мощности P_0 . Таким образом, шум реактора почти безынерционно характеризует текущую подкритичность безотносительно к сценарию ее изменения.

Для пояснения наблюдаемой в примере безынерционности шума обратимся к особенностям решения системы (1). Рассмотрим первоначально функцию спектральной плотности флуктуаций мощности реактора $S_p(w)$ в стационарном состоянии, которая может быть представлена в виде [3]

$$S_p(w) = |p_a(w)|^2 [(\rho/\rho_0)^2 c_q + c_{\Delta\rho}], \quad (12)$$

где функция $p_a(w)$ зависит от свойств системы и определяет амплитуду осцилляций мощности $p(t)$, когда возмущение в правой части системы уравнений (1) представляет собой гармонику с

частотой w . Согласно формуле (12) и выражению для дисперсии мощности

$$D_p = \int_{-\infty}^{\infty} S_p(w) dw$$

функция $S_p(w)$ определяет вклад гармонических возмущений с частотой w . В области частот $|w|$ от ~ 10 1/с и выше вплоть до границы чувствительности модели (1) при $|w| \sim 10^5$ 1/с [3] поведение реактора, отражающееся и на $S_p(w)$, определяется тем, что температура и содержание ядер-предшественников не успевают прореагировать на осциллирующее возмущение. Иными словами, при $|w| > \sim 10$ 1/с реактор ведет себя так, как будто обратные связи в нем отсутствуют, и концентрация источников запаздывающих нейтронов остается постоянной. Доля этой области частот в D_p при подкритичности d_n от 0,01 до 0,004 превышает 99%, возрастая по мере увеличения подкритичности. Преобладающее влияние частот $|w| > \sim 10$ 1/с обуславливается относительной узостью дополняющего его низкочастотного диапазона $|w| < \sim 10$ 1/с, в котором, кроме того, спектральная плотность $S_p(w)$ уменьшается [3]. Это свойство позволяет утверждать, что в рамках модели, в частности, предполагаемого исходного возмущения в виде белого шума высокочастотная область возмущений и при переходных процессах имеет определяющее влияние на формирование шума реактора.

Для рассматриваемого частотного диапазона $c(t)$ и $\theta(t)$ в модели состояния реактора (1) можно положить равными нулю, упростив ее до уравнения

$$I \frac{dp(t)}{dt} - (\rho - \beta)p(t) - r_p p(t) = q(t) + \Delta p(t) P_0. \quad (13)$$

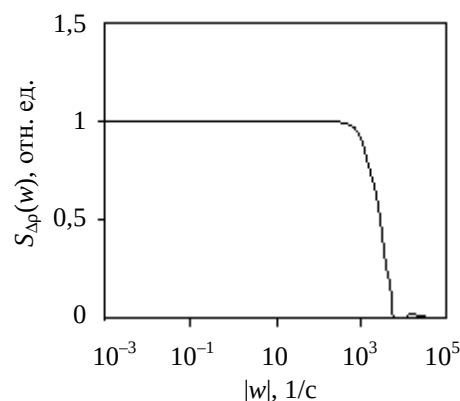
Из этого уравнения следует, что отклонение мощности $p(t)$ повторяет возмущающий сигнал, усиливая его по амплитуде в соответствии с текущей критичностью, при незначительной задержке на Δt_i , которая не превышает $\sim 0,2$ мс в диапазоне подкритичности $d_n = (0,01, 0,004)$. Указанная закономерность прослеживается и на рис. 1, согласно которому возмущающий импульс вызывает кратковременное отклонение мощности реактора, уже через ~ 1 мс уменьшающееся по модулю на пять порядков. При этом дисперсия мощности $D_p(t)$ (см. выражение (5))

формируется преимущественно возмущениями в короткий временной промежуток, предшествующий рассматриваемому моменту времени, т.е. когда поведение системы приближенно можно описать уравнением (13). В частности, для подкритичности $d_n = 0,01$ дисперсия мощности $D_p(t)$ более чем на 98% формируется возмущениями на предшествующем временном интервале длительностью 0,2 мс. Таким образом, в указанном диапазоне частот реакторный шум как ответ на поступающие возмущения почти безынерционно характеризует текущую подкритичность, определяя в силу своего преобладающего вклада то же свойство и дисперсии $D_p(t)$.

В качестве иллюстрации приведем результаты численного моделирования случайной одиночной реализации переходного процесса, когда шум реактора обуславливается возмущением реактивности $\Delta p(t)$. Для упрощения вычислений возмущение $\Delta p(t)$ задавали в виде кусочно-постоянной функции, которая на участках постоянной длины $\Delta t_p = 10^{-3}$ с имеет независимые ординаты, подчиняющиеся нормальному закону. Случайная функция $\Delta p(t)$ имеет корреляционную функцию [6]

$$K_{\Delta p}(t) = \begin{cases} D_{\Delta p} (1 - |t| / \Delta t_p), & |t| \leq \Delta t_p; \\ 0, & |t| > \Delta t_p, \end{cases}$$

где $D_{\Delta p}$ — дисперсия $\Delta p(t)$, и спектральную плотность $S_{\Delta p}(w)$, приведенную на рис. 3. Как показывает изменение $S_{\Delta p}(w)$, функцию $\Delta p(t)$ можно рассматривать в качестве приближения к белому шуму с верхней границей частот $|w| \sim 10^3$ 1/с. Таким образом, используемое представление $\Delta p(t)$ позволяет исследовать шумы с



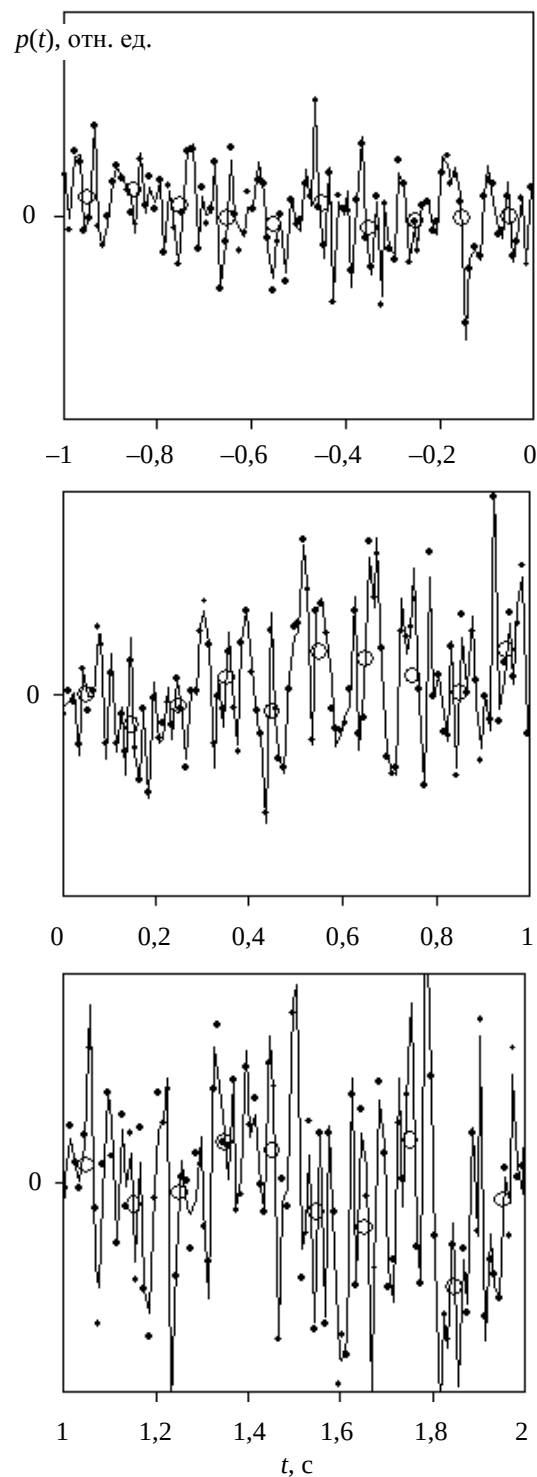
Р и с. 3. Спектральная плотность $S_{\Delta p}(w)$ при кусочно-постоянном возмущении реактивности $\Delta p(t)$ с участками постоянных значений $\Delta t_p = 10^{-3}$ с

$|w| \leq 10^3$ 1/с, т.е. низкочастотную часть области чувствительности системы (1) с верхним порогом $|w| \sim 10^5$ 1/с.

Принимая во внимание, что продолжительность интервалов Δt_p с постоянными значениями $\Delta p(t)$ существенно превосходит продолжительность переходного периода Δt_i , расчетное моделирование проводили в приближении нулевого времени жизни мгновенных нейтронов $l = 0$. Исходный для расчетов набор значений (Δp_i) по временным интервалам шириной Δt_p получали путем случайного розыгрыша. На основе результатов расчетов находили отклонения мощности $p(t)$, усредненные по участкам регистрации $\Delta t_p = 0,01$ с (рис. 4).

Для определения влияния на поведение шума детализации описания $\Delta p(t)$ переходный процесс дополнительно моделировали с увеличенными до 0,01 с интервалами постоянства $\Delta p(t)$. Функцию $\Delta p(t)$ на укрупненных интервалах получали усреднением относящихся к ним Δp_i из набора (Δp_i) для сетки с $\Delta t_p = 10^{-3}$ с. На рис. 4 видно, что происходящее при $\Delta t_p = 0,01$ с глушение высокочастотных шумов с $|w| > 1/\Delta t_p = 100$ 1/с нивелирует разницу между способами задания реактивности $\Delta p(t)$ и таким образом приводит к потере той части информации о шуме реактора, которая относится к этой части спектра. При окне наблюдения $\Delta t_p = 0,1$ с нивелируется влияние возмущений с $|w| > 1/\Delta t_p = 10$ 1/с, что сглаживает флуктуации $p(t)$ по сравнению с их регистрацией при $\Delta t_p = 0,01$ с. Отметим, что из-за исключения высокочастотной составляющей зависимость шума от скрытых изменений подкритичности отличается от полученной в исследовании [3].

Следует остановиться на роли регистрации шума в переходных процессах. Как показано, дисперсия мощности $D_p(t)$, являясь вероятностной характеристикой шума, почти безынерционно следует за изменением подкритичности реактора. Однако в силу случайной природы регистрируемого шума (см. рис. 4) представительной оценкой дисперсии $D_p(t)$ является не мгновенное, а усредненное за некоторый временной интервал значение. Это, как представляется, и будет определять инерционность контроля подкритичности реактора. Заметим, что



Р и с. 4. Случайная реализация отклонения мощности $p(t)$ в условиях возмущения реактивности в переходном процессе с уменьшением подкритичности с 0,01 до 0,004 в интервале (0, 1) с при $\Delta t_p = 10^{-3}$ с, $\Delta t_p = 10^{-2}$ с (—), $\Delta t_p = 10^{-2}$ с, $\Delta t_p = 10^{-2}$ с (●), $\Delta t_p = 10^{-3}$ с, $\Delta t_p = 10^{-1}$ с (○)

возможности контроля шума реактора, тем самым и подкритичности в соответствии с общими статистическими закономерностями улучшаются с ростом объема поступающей информации. С учетом этого следует стремиться к

регистрации шума в возможно более широком диапазоне частот, что достигается минимизацией окна наблюдения Δt_p .

Таким образом, в рамках упрощенной физической модели шум реактора выступает почти безынерционным показателем текущей подкритичности при переходных процессах с ее скрытым изменением. Однако установление изменения шума из-за его случайной природы потребует некоторого времени наблюдения, которое, как представляется, и будет в решающей мере определять инерционность контроля подкритичности реактора.

Работа выполнена в рамках государственного контракта Росатома № Н.4ф.45.90.11.1020 «Оптимизация характеристик реакторов-перезагрузчиков минорных актинидов и разработка их топливного цикла».

Авторы благодарны Л.И. Пономареву за поддержку работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Degtyarev A.M., Feinberg O.S., Karmanov F.I. et al. Subcritical molten salt reactor with fast/intermediate spectrum for minor actinide transmutation. — In: Proc. Global'2011. Makuhari, Japan, Paper 386 820.
2. Белл Д., Глессон С. Теория ядерных реакторов. М.: Атомиздат, 1974.
3. Дегтярев А.М., Мясников А.А., Салтыкова О.Н. и др. Контроль $k_{\text{эф}}$ подкритического жидкосолевого реактора-сжигателя трансплутониевых элементов статистическими методами. — Атомная энергия, 2012, т. 113, вып. 4, с. 187—194.
4. Остром К. Введение в стохастическую теорию управления. М.: Мир, 1973.
5. Треногин В.А. Функциональный анализ. М.: Наука, 1993.
6. Володин Б.Г., Ганин М.П., Динер И.Я. и др. Сборник задач по теории вероятностей, математической статистике и теории случайных функций. Под ред. А.А. Свешникова. М.: Наука, 1965.

Поступила в Редакцию 8.10.12

УДК 621.039.54

АНАЛИЗ СНИЖЕНИЯ РИСКА РАСПРОСТРАНЕНИЯ ДЕЛЯЩИХСЯ МАТЕРИАЛОВ ПРИ ОБЕСПЕЧЕНИИ ТРЕБУЕМОЙ КАМПАНИИ В ПРОЕКТАХ ЯЭУ МАЛОЙ МОЩНОСТИ

*Алексеев В.И., Вавилкин В.Н., Осипов С.Л., Песков Р.А., Петрунин В.В., Пичков С.Н.,
Сорокин С.Е., Сухарев Ю.П. (ОАО «ОКБМ Африкантов», г. Нижний Новгород)*

Современный подход к проблеме нераспространения делящихся материалов состоит в том, что обогащение топлива рассматривается как одна из характеристик, иллюстрирующая непривлекательность топлива для переключения на военные цели. Другие характеристики, влияющие на условия изготовления заряда топлива, такие, как критическая масса, тепловыделение, мощность источников спонтанного нейтронного излучения, мощность дозы, обусловленная источниками γ - и нейтронного излучения, не менее важны. Рассмотрение совокупности названных характеристик необходимо для определения сопротивляемости топлива и топливного цикла в целом распространению делящихся материалов.

В работах [1—3] показано, что существенной разницы между ураном обогащением 20 и 50% с точки зрения риска распространения делящихся материалов нет, поскольку неизбежно требуется дообогащение для получения ядерного заряда приемлемой эффективности.

В настоящей работе проанализировано влияние небольшой добавки Np , Am , Cm к свежему урановому топливу на характеристики выгоревшего топлива после удаления из него продуктов деления. В качестве примера рассмотрена активная зона реактора КЛТ-40С [4]. При выборе количества загружаемых Np , Am , Cm одновременно ставилась задача сохранения кампании разовой загрузки топлива путем корректировки обогащения ^{235}U свежего топлива.

Выбор в проектах ЯЭУ малой мощности обогащения больше 20% позволяет увеличить выгорание топлива и кампанию реактора, что улучшает экономические характеристики и стимулирует создание установок без перегрузки топлива за весь срок службы.

Методическое обеспечение расчетов. Изотопный состав выгружаемого топлива определяли с помощью расчета выгорания ячейки ТВС, моделирующей в среднем состав активной зоны КЛТ-40С, по программе WIMS-D/4 [5]. Ячейка