

## К ЗАДАЧЕ ИДЕНТИФИКАЦИИ ИНТЕГРАЛЬНЫХ УРАВНЕНИЙ КИНЕТИКИ

**А.Г. Юферов**

*ГНЦ РФ-Физико-энергетический институт им. А.И.Лейпунского, г. Обнинск*



Работа посвящена формулировке схем идентификации интегральных уравнений точечной нейтронной кинетики на основе авторегрессии и анализа параметрических комплексов как критериев адекватности констант запаздывающих нейтронов.

Одним из средств повышения безопасности и эффективности управления ядерными энергетическими установками (ЯЭУ) является применение настраиваемых моделей динамики в контурах управления. Важный аспект этой задачи состоит в подходящей модификации традиционных моделей динамики ЯЭУ с целью исключения априорно задаваемых параметров и построения моделей, у которых все параметры могут идентифицироваться в специальных или в эксплуатационных режимах ЯЭУ.

В данной работе возможность такой идентификации рассмотрена применительно к модели точечной нейтронной кинетики реактора (ТНК) на основе преобразования модели к форме интегрального уравнения свертки и затем, после дискретизации, к уравнению авторегрессии.

В системах управления ЯЭУ параметры ТНК (время генерации и константы запаздывающих нейтронов – КЗН) рассматриваются как априорные и, в частности, «зашиваются» в память микропроцессорных реактиметров [1–3]. Кроме того, КЗН входят в начальные условия для стандартных моделей ТНК, что, на первый взгляд, в принципе исключает возможность их идентификации в штатных эксплуатационных режимах энергетических реакторов.

Если, однако, привлекая идеи теории подобия, ввести в качестве переменных состояния для процессов на запаздывающих нейтронах *безразмерные скорости*

$$s_j(t) = \frac{1}{\delta_j} \frac{d}{dt} c_j \equiv n(t) - (\lambda_j / \delta_j) c_j(t),$$

т.е. скорости изменения концентраций эмиттеров запаздывающих нейтронов, умноженные на характерное время процесса в соответствующей группе запаздывающих нейтронов, – *время генерации предшественников j-й группы*  $\tau_j = 1/\delta_j = \Lambda/\beta_j$ , то система уравнений точечной нейтронной кинетики ЯР примет вид [4]:

$$\frac{d}{dt} s_j(t) = -\lambda_j \cdot s_j(t) + \frac{d}{dt} n(t), \quad (1)$$

$$\frac{d}{dt} n(t) = -\sum_{j=1}^M \delta_j \cdot s_j(t) + r(t) \cdot n(t) + Q(t), \quad (2)$$

в которой стационарное состояние характеризуется только значением мощности: если мощность стабилизируется, то согласно уравнению (1), после завершения переходных процессов  $s_j \equiv 0$ . Таким образом, в данной модели при стационарных начальных условиях (типичных для большинства постановок экспериментов по измерению периода или реактивности реактора) константы запаздывающих нейтронов в выражения для начальных значений переменных состояния не входят.

В уравнениях (1–2) введены два новых параметра:

- $\delta_j$  – норма генерации ядер-предшественников  $j$ -ой группы запаздывающих нейтронов, т.е. произведение вероятности  $\beta_j$  попасть в  $j$ -ю группу на вероятность  $1/\Lambda$  генерации мгновенных нейтронов  $\delta_j = \beta_j/\Lambda$ ;

- $r(t)$  – норма репродуцирования мгновенных нейтронов (реактивность в  $\Lambda$ -шкале с размерностью  $[\rho/\Lambda] = 1/c$ ) определяемая согласно формуле  $r = \rho/\Lambda = 1/\Lambda - 1/l$ .

Использование  $\Lambda$ -шкалы реактивности позволяет, во-первых, представить аддитивно вероятности генерации и потери нейтронов и, во-вторых, приводит размерность реактивности к размерности логарифмической скорости (обратного периода) реактора, что упрощает анализ зависимостей «период – реактивность».

Для случая стационарных начальных условий из (1, 2) получается система двух интегральных уравнений Вольтерра второго рода для мощности реактора  $n(t)$  и скорости изменения мощности  $v(t) \equiv dn/dt$ :

$$\begin{bmatrix} v(t) \\ n(t) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\int_{t_0}^t h(t-\tau)(\cdot)d\tau & r(t) \\ \int_{t_0}^t (\cdot)d\tau & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} v(t) \\ n(t) \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} Q(t) \\ n(t_0) \end{bmatrix}, \quad (3)$$

$$r(t)=0, \quad Q(t)=0 \quad \text{при } t < t_0,$$

$$h(t-\tau) = \sum_{j=1}^M \delta_j e^{-\lambda_j(t-\tau)}. \quad (4)$$

В этой модели, имеющей более простую структуру, чем традиционные интегральные уравнения ТНК [5, 6], реактор характеризуется ядром фигурирующего в первом уравнении (4) *интеграла запаздывающих нейтронов*

$$I_{n'}(t) = \int_{t_0}^t h(t-\tau)v(\tau)d\tau,$$

т.е. функцией (4), которая, таким образом, и подлежит идентификации. Реактивность  $r(t)$  и источник  $Q(t)$  при этом выступают как факторы параметрического управления и внешнего воздействия. В отношении этих величин также может ставиться задача идентификации.

Функция (4) имеет смысл переходной характеристики – отклика процессов на запаздывающих нейтронах на единичный скачок мощности. Поэтому далее будем обозначать ее аббревиатурой ПХЗН – переходная характеристика запаздывающих нейтронов. ПХЗН относится к типу переходных характеристик с конечной памятью, т.е. вне некоторого временного интервала принимается равной нулю. Поэтому достаточно располагать конечным набором значений ПХЗН как для численной, так и для аппаратной (в реактиметре) реализации модели (3). При этом представление ПХЗН в явной экспоненциальной форме (4) необязательно.

При необходимости, например, для сравнения с априорными КЗН, может быть выполнена идентификация экспоненциальной модели (4) по экспериментальным оценкам ПХЗН  $h_k$ , т.е. определены групповые параметры запаздывающих нейтронов ( $\delta_j, \lambda_j$ ), при этом для уменьшения известных вычислительных проблем, связанных с

оцениванием параметров нелинейной экспоненциальной модели [7, 8], целесообразно применить метод Прони [9–11], приводящий к линейным моделям в сочетании с вычислением корней некоторого полинома.

В дискретной форме (с использованием открытой квадратурной формулы для вычисления интеграла запаздывающих нейтронов, т.е. не содержащей узла  $t_k$ ) первое уравнение системы (4) принимает вид уравнения авторегрессии

$$v_k = - \sum_{l=1}^k (A_{k,k-l} v_{k-l}) h_l + r_k n_k + Q_k, \quad k=1, 2, \dots, \quad (5)$$

где  $h_l = h(t_1 - t_0)$ , Весовые коэффициенты  $A_{k,k-l}$  определяются выбором квадратурной формулы. Двойная индексация коэффициентов указывает на возможную зависимость типа квадратурной формулы от интервала интегрирования. Использование таких квадратурных формул позволяет повысить точность вычисления интегралов [12].

Из уравнения (5) следует рекуррентное соотношение для определения значений переходной характеристики  $h_k$  по отсчетам скорости изменения мощности реактора после выхода из стационарного состояния:

$$h_k = \left[ f_k - \sum_{l=1}^{k-1} (A_{k,k-l} v_{k-l}) h_l \right] / (A_{k,0} v_0), \quad k=1, 2, \dots, \quad (6)$$

Для применения этой формулы необходимо знать временную зависимость

$$f_k = r_k n_k + Q_k - v_k, \quad (7)$$

характер которой и определяет специфику идентифицирующего эксперимента. В частности, оценка (6) может выполняться в рамках стандартных методик сброса стержня или выстреливания источника, а также при вводе реактивности  $r_k$  по известному закону. Практически сфера пригодности данной схемы идентификации для реальных ЯЭУ определяется известными ограничениями экспериментальных и расчетных методик, основанных на модели точечной кинетики [6,14].

Рассмотрим некоторые возможные варианты постановки экспериментов.

1. Простейшая ситуация имеет место, когда выход из стационарного состояния обусловлен мгновенным импульсным возмущением реактивности или источника, которое в рассматриваемой модели характеризуется скоростью изменения мощности в начальный момент  $v_0 \equiv r_0 n_0 + Q_0$  и оценивается путем экстраполяции кривой скорости к моменту возмущения. В таком случае

$$h_k = - \left[ v_k + \sum_{l=1}^{k-1} (A_{k,k-l} v_{k-l}) h_l \right] / (A_{k,0} v_0), \quad k=1, 2, \dots,$$

Повторные замеры позволяют провести усреднение по каждой совокупности  $k$ -х отсчетов  $h_k$  и оценить погрешность. При достаточном числе повторных экспериментов можно сформировать матрицу замеров  $\mathbf{V}$ , оценить ковариационную матрицу

$$\mathbf{D} = E(Dv_i Dv_j) = E((v_i - \bar{v}_i)(v_j - \bar{v}_j)), \quad \bar{v}_j = E(v_j)$$

и получить наилучшую среднеквадратичную оценку вектора значений ПХЗН в виде

$$\mathbf{h} = [\mathbf{V}^T \mathbf{D}^{-1} \mathbf{V}]^{-1} \mathbf{V}^T \mathbf{D}^{-1} \mathbf{v}$$

с известными характеристиками точности [11]. Аналогичный подход с незначительными модификациями применим и в описанных ниже схемах экспериментов.

2. Если реактивность и источник постоянны, то уравнение (5) является уравнением авторегрессии с коэффициентами  $h_k, r, Q$ , которые можно идентифицировать известными методами [11]. В таком случае мы получаем обобщение алгоритма определения реактивности и источника в подкритическом реакторе [13], позволяющее

находить также и параметры  $h_k$ . Экстраполируя последовательность  $h_k$  к  $h_0$  или определяя параметры экспоненциального представления (4) по оценкам  $h_k$ , можно найти величину  $h_0 = \beta_{эф}/\Lambda$  – вероятность генерации запаздывающих нейтронов.

Если обнаруживается, что найденные значения  $h_k$  лежат на кривой (обозначим ее  $h(\tau)_3$ ), которая подобна зависимости

$$H(t) = \sum_{j=1}^M \beta_j e^{-\lambda_j t}, \quad (8)$$

вычисляемой на основе известных значений  $(\beta_j, \lambda_j)$ , то это дает способ оценки времени генерации в форме:

$$\Lambda = H(t)/h(t)_3,$$

или, если использовать интегрирование для сглаживания оценки,

$$\Lambda = \int_0^t H(\tau) d\tau / \int_0^t h(\tau)_3 d\tau. \quad (9)$$

На оценку времени генерации здесь влияют как погрешности найденных значений  $h_k$ , так и «табличные» погрешности параметров  $(\delta_j, \lambda_j)$ . В частности, ПХЗН (8) с константами Кипина [5] вычисляется со средней относительной погрешностью ~5%.

3. Режим переменной реактивности реализуется при параметрическом представлении линейного участка градуировочной характеристики органа регулирования в форме  $r = aT + b$ . В этом случае определению подлежат коэффициенты  $h_k, a, b, Q$ , т.е. схема идентификации аналогична предыдущей.

4. Возможна одновременная оценка ПХЗН, градуировочной характеристики и источника, т.е. очередной тройки значений  $h_k, r_k, Q_k$  путем применения метода наименьших квадратов к системе

$$n_k^i r_k - A_{k,0} v_0^i h_k + Q_k = v_k^i + \sum_{l=1}^{k-1} (A_{k,k-l} v_{k-l}^i) h_l, \quad i = \overline{1, N},$$

где каждое уравнение содержит замеры  $v_k^i, n_k^i$  из различных наборов. Верхний индекс указывает на замеры, принадлежащие  $i$ -му набору. Для обеспечения невырожденности матрицы замеров каждый набор должен начинаться со своего уровня начальной стационарной мощности. Кроме того, как компонента решения системы линейных уравнений искомый параметр  $r_k$  является константой. Это означает, что для применения данной схемы идентификации необходимо обеспечить неизменность закона ввода реактивности (градуировочной характеристики) при повторных наборах замеров  $v_k^i, n_k^i$ .

5. Для критического реактора уравнение (5) принимает вид:

$$v_k = - \sum_{l=1}^k (A_{k,k-l} v_{k-l}^i) h_l + r_k n_k + Q_k, \quad k = 1, 2, \dots,$$

где  $\xi_k$  – аддитивный шум. В такой форме оно интерпретируется как линейный предсказатель ошибки  $\xi_k$  и решается относительно коэффициентов  $h_l$  методом Юла–Уолкера [11]. Этот алгоритм представляется наиболее подходящим для применения на действующем энергетическом реакторе.

6. Для критического реактора с источником из первого уравнения (3) следует, что скорость роста мощности реактора в момент включения источника равна  $v_0 = Q$ , а ее установившееся значение равно

$$v = Q/(D+1), \quad (10)$$

где константа

$$D = \sum_{j=1}^M \frac{\delta_j}{\lambda_j} = \frac{1}{\Lambda} \sum_{j=1}^M \frac{\beta_j}{\lambda_j} \quad (11)$$

имеет смысл относительного увеличения времени генерации в силу наличия запаздывающих нейтронов. Формула (10) дает возможность экспериментальной оценки константы  $D$  и, следовательно, проверки адекватности КЗН путем сравнения со значением, вычисленным по определяющему соотношению (11).

Параметры  $Q$  и  $D$  в рассматриваемой ситуации определяются по экспериментально измеряемой скорости роста мощности реактора  $v(t)$ . Для получения оценки интенсивности источника  $Q_3$  экспериментальная кривая  $v(t)$  экстраполируется к моменту включения источника. Константу  $D$  удобно оценивать как значение горизонтальной асимптоты функции

$$D(t) = \frac{Q_n}{v(t)} - 1, \quad t \rightarrow \infty.$$

Степень приближения к горизонтали (точность оценки  $D$ ) характеризуется количеством стабильных разрядов в отсчетах функции  $1/v(t)$ . Коэффициент  $Q_3$  вносит дополнительную погрешность, обусловленную методом экстраполяции, использованным для его оценки. Проверка адекватности констант запаздывающих нейтронов сводится к сопоставлению интервалов погрешности экспериментальной оценки  $D$  и погрешности расчета по формуле (12), использующей табличные значения стандартных отклонений КЗН.

Перечисленные экспериментальные ситуации могут быть достаточно просто организованы на различных этапах моделирования и эксплуатации ЯР. Это позволяет оперативно идентифицировать переходную характеристику запаздывающих нейтронов  $h(\tau)$  и непосредственно использовать ее для адаптации реактиметра, уравнение которого, согласно (3), имеет вид:

$$r(t) = \alpha(t) + \frac{1}{n(t)} \int_0^t v(t-\tau) h(\tau) d\tau - \frac{Q(t)}{n(t)}. \quad (12)$$

Еще одним средством контроля адекватности констант запаздывающих нейтронов является соотношение

$$1 = \frac{1}{n_2 - n_1} \int_0^T [r(\tau) n(\tau) + Q(\tau)] d\tau - \sum_{j=1}^M \frac{\delta_j}{\lambda_j}, \quad (13)$$

которое в рассматриваемой модели описывает перевод реактора с одного стационарного уровня мощности ( $n_1$ ) на другой ( $n_2$ ). Это соотношение выражает баланс относительных вкладов процессов на запаздывающих и мгновенных нейтронах, а также стороннего источника в установившееся приращение мощности  $\Delta = n_2 - n_1$ . Здесь явно фигурирует только легко фиксируемое время  $T$  – длительность ввода-вывода реактивности и (или) действия источника. Поэтому не требуется оценивать длительность переходных процессов при переводе реактора на новый уровень мощности.

Интеграл в (13) назовем *интегралом управления*. Введем обозначения

$$I = \int_0^T [r(\tau) n(\tau) + Q(\tau)] d\tau, \quad B = \sum_{j=1}^M \frac{\beta_j}{\lambda_j}$$

и учтем, что для типичных значений КЗН можно пренебречь единицей в левой части равенства (13). В таком случае формулу (13) удобно записать в виде критериального соотношения

$$\left(\frac{\Delta}{I}\right) \cdot \left(\frac{B}{\Lambda}\right) = 1. \quad (14)$$

Укажем возможные схемы экспериментов на основе соотношений (13, 14).

1. Для критического реактора с постоянным источником, действовавшим в течение времени  $T$ , интеграл управления равен  $I = QT$ , так что экспериментально может быть определен комплекс

$$\left(\frac{\Lambda Q}{B}\right)_{\text{эксп}} = \frac{\Delta_{\kappa}}{T}, \quad (15)$$

где  $\Delta_{\kappa}$  – установившееся приращение мощности.

Поскольку источник в данном случае может быть оценен независимо как скорость изменения мощности реактора  $v_0$ , найденная экстраполяцией к моменту включения источника, то получаем экспериментальную оценку комплекса

$$\left(\frac{\Lambda}{B}\right)_{\text{эксп}} = \frac{\Delta_{\kappa}}{Tv_0}.$$

Если полагать пригодными для вычисления константы  $B_{\text{табл}}$  априорные (табличные) значения КЗН, то из последнего соотношения следует оценка времени генерации

$$\Lambda_{\text{эксп}} = \frac{\Delta_{\kappa}}{Tv_0} B_{\text{табл}}, \quad (16)$$

которую можно сопоставить с расчетной оценкой или с оценками, полученными по другим экспериментальным методикам [14]. В частности, должно иметь место совпадение с оценкой (9). В противном случае использованное для вывода соотношения (16) предположение об адекватности табличных КЗН неверно.

2. В случае подкритического реактора уравнение (13) описывает методики стреляющего или удаляемого источника [14, 15]. В этой ситуации уравнение (12) дает оценку подкритичности  $r = -Q/n_{\text{ст}}$  ( $n_{\text{ст}}$  – начальный стационарный уровень мощности в подкритическом реакторе), которая должна совпадать с оценкой, получаемой по традиционной схеме стреляющего источника. Это требование приводит к соотношению

$$\left(\frac{\Lambda Q}{B}\right)_{\text{эксп}} = \frac{n_{\text{ст}}^2}{I_n}, \quad I_n = \int_0^{\infty} n(t) dt.$$

3. Для мгновенного импульсного возмущения критического реактора интеграл управления численно совпадает с экспериментально оцениваемой начальной скоростью изменения мощности реактора  $v_{0и}$  после импульсного возмущения и

$$\left(\frac{\Lambda}{B}\right)_{\text{эксп}} = \frac{\Delta_{и}}{v_{0и}},$$

где  $\Delta_{и}$  – установившееся приращение мощности после импульса.

Для иллюстрации предложенных схем используем данные экспериментов со стреляющим источником, упомянутых в работе [15]. Как известно, методика стреляющего источника является наиболее подходящей для набора критмассы в реакторах с большой избыточной реактивностью [16].

На рис. 1 представлены выполнявшиеся с шагом в 1 с замеры мощности для трех «выстрелов» при различном начальном уровне мощности критсборки. Соответствующие зависимости для скорости изменения мощности показаны на рис. 2. При замерах мощности шумовая компонента составляла около одного процента.

Отметим, что согласно уравнению (3), абсолютное значение начальной скорости

изменения мощности реактора после выстрела равно интенсивности источника, так что при использовании одного и того же источника в приведенных трех замерах графики скорости должны в момент выстрела иметь равные ординаты

$$v_i(t \rightarrow +t_0) = r_i n_{0i} = -Q, \quad i = 1, 2, 3.$$

( $n_0$  – стационарный уровень мощности перед выстрелом,  $t_0$  – момент выстрела).

Поскольку на рис. 2 этого не наблюдается, то следует сделать вывод, что эффективная интенсивность источника в данных экспериментах различна. На оценку подкритичности это не влияет, но, тем не менее, факторы изменения эффективной интенсивности источника должны быть выявлены.

Во-вторых, линейные участки на рис. 2 соответствуют временному интервалу в 2 с и определяются стационарным значением мощности и ее двумя первыми отсчетами после выстрела. При этом наблюдается негладкий переход к последующим оценкам скорости. Это указывает на необходимость использования большего разрешения по времени в первые несколько секунд после выстрела.

В третьих, поскольку источник отсутствует, то скорость изменения мощности на начальном участке после выстрела описывается следующим образом:

$$v(t) = dn/dt = r \cdot n(t) = r n_0 e^{r(t-t_0)}. \quad (17)$$

Это позволяет оценить подкритичность реактора по наклону  $dv/dn$  прямых на графиках «скорость–мощность». Так, применительно к данным рис. 2 можно утверждать, что в пределах точности графического представления все три замера выполнены при одном значении подкритичности, равном (в принятой здесь  $\Lambda$ -шкале)  $-0.75\text{с}^{-1}$ . Для расчетных оценок доли запаздывающих нейтронов и времени генерации критсборки, на которой выполнялись эксперименты, это соответствует подкритичности  $-0.0017\beta_{\text{эф}}$ . Еще раз обратим внимание, что при использовании  $\Lambda$ -шкалы реактивность оценивается в данном случае непосредственно по отсчетам мощности и скорости изменения мощности без каких-либо переводных коэффициентов, априорных или расчетных.

Из (17) следует еще один способ оценки подкритичности в эксперименте со стреляющим источником как значения обратного периода  $\alpha(t) = v(t)/n(t)$  непосредственно после выстрела. Практически такую оценку удобно находить как предельное (при  $t \rightarrow +t_0$ ) значение среднего обратного периода, определяемого после выстрела на интервале  $[t_0, t]$  по формулам

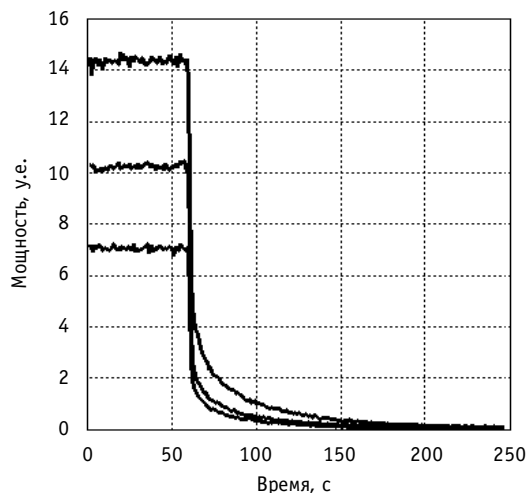


Рис. 1. Замеры мощности в экспериментах со стреляющим источником

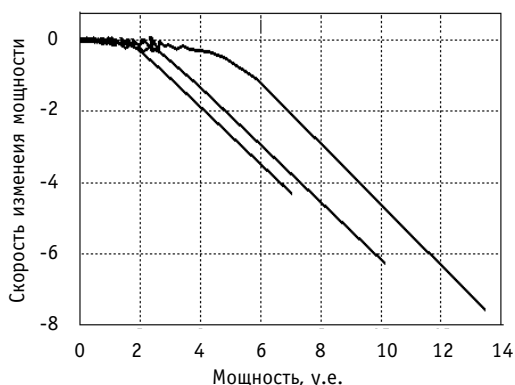


Рис. 2. Скорость изменения мощности реактора в зависимости от мощности

$$\bar{\alpha}(t) = [1 - n_0 / n(t)] / [t - t_0] \quad (18)$$

или

$$\bar{\alpha}(t) = [\ln(n(t)) - \ln(n_0)] / [t - t_0]. \quad (19)$$

Результат такой обработки приведенных выше замеров мощности показан на рис. 3 в виде зависимости для среднего периода  $\bar{p}(t) = 1 / \bar{\alpha}(t)$ , которая в данном случае более удобна для анализа, чем зависимость  $\bar{\alpha}(t)$ . Полученная оценка предельного значения периода соответствует найденной выше оценке подкритичности  $-0.75 \text{ с}^{-1}$ . При этом дополнительным средством контроля корректности оценок является пересечение в одной точке кривых (18, 19), в том числе полученных при одной и той же подкритичности, но с различной стационарной мощностью перед выстрелом (в рассматриваемом примере кривые среднего периода для замеров с начальной мощностью 7 и 10 ед. практически совпали).

В экспериментах со стреляющим источником слагаемое (7) в идентифицирующем уравнении (6) равно

$$f_k = \frac{v_0}{n_0} n_k - v_k.$$

В таком случае уравнение (6), записанное с использованием простейшей квадратурной формулы для вычисления интеграла запаздывающих нейтронов и при отсчетах мощности с шагом в 1 с, принимает вид:

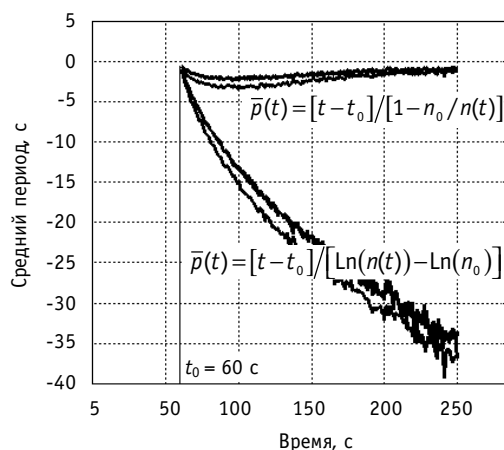


Рис. 3. Средний период после выстрела

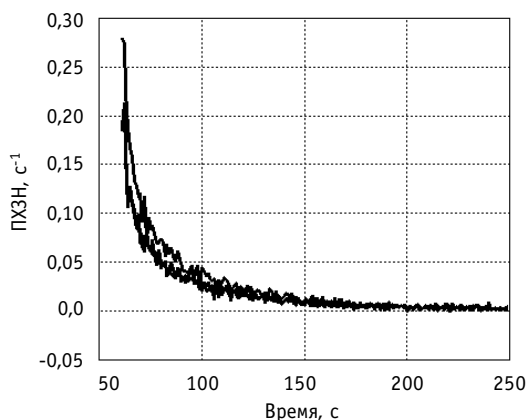


Рис. 4. Оценки ПХЗН

$$h_k = \frac{n_k}{n_0} - \frac{v_k}{v_0} - \sum_{l=1}^{k-1} \frac{v_{k-l}}{v_0} h_l, \quad k = 1, 2, \dots \quad (20)$$

Обработка по этой формуле выше-приведенных измерений дает оценки переходной характеристики запаздывающих нейтронов, представленные на рис. 4. Отметим следующие моменты:

- применение формулы (20) требует корректного определения мгновенной начальной скорости изменения мощности после выстрела, существенно влияющей на оценки значений переходной характеристики  $h_k$ ;

- переходные характеристики, идентифицированные при уровнях стационарной мощности в 7 и 10 ед. практически совпадают, в то же время заметно отличаясь от ПХЗН, соответствующей стационарной мощности в 14 ед.; существенно также отличие от ПХЗН, вычисленных на основе констант Кипина, которые использовались в реактиметре критсборки; эти факты требуют специального анализа и указывают, возможно, на более высокую чувствительность ПХЗН к составу и геометрии реактора, чем это обычно предполагается;

- найденная ПХЗН может непосредственно использоваться в уравнении (5)



для численного моделирования кинетики реактора или в уравнении реактиметра (12). При этом оценка величины  $h_0 = \beta_{эф}/\Lambda$  не требуется.

В заключение укажем некоторые вопросы, которые целесообразно рассмотреть в дальнейшем в связи с обсуждавшейся задачей и с учетом накопленного опыта разработки и эксплуатации реактиметров [17]:

- сопоставление результатов, получаемых по описанным методикам, с априорными или расчетными оценками эффективной доли запаздывающих нейтронов и времени генерации в условиях конкретных реакторов;
- использование в уравнении (5) различных квадратурных формул для вычисления интеграла запаздывающих нейтронов, что влияет на точность идентификации и в случае закрытых квадратурных формул приводит к существенной модификации алгоритмов идентификации;
- реализация стохастических алгоритмов идентификации применительно к модели (3), в частности, упомянутого выше алгоритма Юла–Уолкера;
- применение известных нейросетевых методов экстраполяции для оценки фигурирующей в идентифицирующем уравнении (6) начальной скорости изменения мощности реактора после выхода из стационарного состояния, а также константы  $h_0 = \beta_{эф}/\Lambda$  – вероятности генерации предшественников запаздывающих нейтронов;
- идентификация интегральной модели кинетики в частотной области.

### Литература

1. Королев В.В. Системы управления и защиты АЭС. – М.: Энергоатомиздат, 1986. – 128 с.
2. Филипчук Е.В., Потапенко П.Т., Постников В.В. Управление нейтронным полем ядерного реактора. – М.: Энергоиздат, 1981. – 280 с.
3. Вычислитель реактивности и периода ВРП-8: Техническое описание Д.5636.000000 ТО. – ФЭИ, 1987. – 59 с.
4. Юферов А.Г. Уравнения точечной кинетики ядерного реактора для безразмерных скоростей процессов на запаздывающих нейтронах/Препринт ФЭИ-2385. – 1994. – 36 с.
5. Кипин Дж.Р. Физические основы кинетики ядерных реакторов. – М.: Атомиздат, 1967. – 428 с.
6. Хетрик Д. Динамика ядерных реакторов. – М.: Атомиздат, 1975. – 400 с.
7. Бард Й. Нелинейное оценивание параметров. – М.: Статистика, 1979. – 349 с.
8. Химмельблау Д. Анализ процессов статистическими методами. – М.: Мир, 1973. – 960 с.
9. Михайлов Ф.А., Теряев Е.Д., Булеков В.П. и др. Динамика непрерывных линейных систем с детерминированными и случайными параметрами. – М.: Наука, 1971. – 558 с.
10. Бриттингем Д.Н., Миллер Э.К., Уиллоус Д.Л. Определение полюсов по измеренным данным в области действительных частот/ТИИЭР. – 1980. – Т. 68. – № 2. – С. 81-83.
11. Марпл С.Л. Цифровой спектральный анализ и его приложения. – М.: Мир, 1990. – 584 с.
12. Юферов А.Г. О численном решении интегральных уравнений точечной нейтронной динамики ядерного реактора/Препринт ФЭИ-2977. – 2003. – 36 с.
13. Могильнер А.И., Фокин Г.Н., Чайка Ю.В., Кузнецов Ф.М. Применение малых ЭВМ для измерения реактивности/Атомная энергия. – 1974. – Т. 36. – Вып. 5. – С. 358-361.
14. Казанский Ю.А., Матусевич Е.С. Экспериментальная физика реакторов. – М.: Энергоатомиздат, 1994. – 352 с.
15. Макаренков Ю.Д., Матков А.Г. Измерение реактивности методом удаляемого источника// Известия вузов. Ядерная энергетика. – 1994. – № 4-5. – С. 22-28.
16. Дроздов Ф.С., Рычев А.С. Определение отрицательной реактивности методом выстреливания источника/Атомная энергия. – 1966. – Т. 20. – Вып. 1. – С. 74-75.
17. Юферов А.Г. Библиография по разработкам реактиметров и методам измерения реактивности в ФЭИ: Обзор ФЭИ-0295. – М.: ЦНИИАтоминформ, 2003. – 38 с.

Поступила в редакцию 23.11.2004

## ABSTRACTS OF THE PAPERS

### УДК 621.039.532.21

*Constituents of the Spatial-Distributed Source of Heat Discharge in the Graphite Structures of the Nuclear Power Installations* \ V.I. Boiko, P.M. Gavrilov, V.A. Lyzko, V.N. Nesterov, I.V. Shamanin, A.V. Ratman; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika» (Communications of High Schools. Nuclear Power Engineering). – Obninsk, 2005. – 6 pages, 3 tables, 4 illustrations. – References, 2 titles.

The calculation analysis of the heat discharge process in graphite of nuclear reactors is carried out. As the basic there are singled out two constituents of the heat discharge – by the neutron moderation and by the absorption of the  $\gamma$ -quantum's energy. In the constituents calculations the heterogeneity of the reactor's cell and the  $\gamma$ -quantum's spectrum peculiarities were taken in to account. The values of densities of the heat discharge caused by the each of the constituents in the graphite bricklaying of RBMK and ADE reactors are determined. Differences between parameters of the heat discharge in the bricklaying's graphite that are caused by the neutrons and  $\gamma$ -quantum's spectrum's peculiarities in the core are founded out.

### УДК 539.125.5: 621.039.51

*The Neutron-Physical Aspects of the Uranium-Thorium and Plutonium-Thorium Alloys Handlement* \ V.I. Boiko, V.V. Shidlovskiy, P.M. Gavrilov, I.V. Shamanin, M.G. Gerasim, V.N. Nesterov; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika» (Communications of High Schools. Nuclear Power Engineering). – Obninsk, 2005. – 9 pages, 3 illustrations. – References, 12 titles.

The possibility of the safe storage of the alloys of the raw nuclide  $\text{Th}^{232}$  with the basic odd-even nuclides  $\text{U}^{235}$  and  $\text{Pu}^{239}$  is analyzed in the paper. The correlation for determination of the limit permissible values of concentration of the nucleus of uranium and plutonium in alloys are obtained, the results of the neutron-physical calculations are presented.

### УДК 621.039.543.6

*About Contribution of  $\alpha$ -n Reaction to Intensity of Neutron Radiation of Dioxide of Plutonium* \ V.V. Doulin, S.A. Zabrodskaja; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika» (Communications of High Schools. Nuclear Power Engineering). – Obninsk, 2005. – 7 pages, 4 tables, 3 illustrations. – References, 6 titles.

The technique of experimental definition of  $\alpha$ -n neutrons output from different isotope structure plutonium dioxide, using of a method of Rossi- $\alpha$  (a method of neutron-neutron coincidence) is stated. Measurements are carried out on two various installations. In one installation it was used two highly effective counters of slow neutrons (He-3 counter), and in other installation - three fast neutrons detectors, using the stilben scintillators.

The parts of  $\alpha$ -n neutrons output was determined for dioxide of plutonium with three various isotope structures. Control measurements by a sample of metal plutonium in which there is no  $\alpha$ -n reaction and dioxides of americium with neutrons only from  $\alpha$ -n reactions were simultaneously carried out. These parts have been received experimentally and compared with results of calculation under two programs.

### УДК 621.039.512: 539.125.5

*To a Problem of Identification of Integral Equations of a Kinetics* \ A.G. Yuferov; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika» (Communications of High Schools. Nuclear Power Engineering). – Obninsk, 2005. – 9 pages, 4 illustrations. – References, 17 titles.

The work is devoted to the formulation of the schemes of identification for the integral equations of a point neutron kinetics on the basis of an autoregression and the analysis of parametrical complexes as criteria of adequacy of constants of delaying neutrons.