УДК 621.039.51

РАССМОТРЕНИЕ ЭВОЛЮЦИИ ОГРАНИЧЕННЫХ ЦЕПЕЙ ДЕЛЕНИЙ В ВОПРОСЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ВЕРОЯТНОСТНЫХ НЕЙТРОННЫХ ПРОЦЕССОВ В РАЗМНОЖАЮЩЕЙ СИСТЕМЕ

А. В. Луценко

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИТФ, им. академика Е. И. Забабахина», г. Снежинск Челябинской обл.

Статья поступила в редакцию 17.05.2022, после доработки – 23.06.2021, принята к публикации – 20.09.2022

Для разработки научно-технического подхода и методов получения в лабораторных условиях экспериментальных данных с целью верификации моделей вероятностных нейтронных процессов в размножающих системах рассмотрена эволюция ограниченных цепей делений с помощью теории ветвящихся процессов.

Ключевые слова: размножающая нейтроны система, цепь делений ядер под действием нейтронов, ветвящийся процесс, производящая функция, метод Росси-α.

Consideration of the evolution of limited chains of nuclear fission in the study of probabilistic neutron processes in a system that multiplies neutrons. A. V. Lutsenko (*FSUE «RFNC-VNIITF», 456770, Snezhinsk, Chelyabinsk region, Vasilyev street, 13*). To develop a scientific-technical approach and methods of obtaining experimental data under laboratory conditions with the view of verifying models of neutron probabilistic processes in multiplying systems, the evolution of limited fission chains with the help of theory of branching processes is considered.

Key words: systems that multiplies neutrons, limited chains of nuclear fissions under the action of neutrons, branching process, Rossi-alpha method.

DOI 10.53403/02054671_2022_3_64

Введение

Работа проводилась в рамках разработки научно-технического подхода и методов получения в лабораторных условиях экспериментальных данных для верификации модели вероятностных нейтронных процессов в размножающих системах. Приведенные здесь оценки и выводы предлагается использовать при разработке методов исследований вероятностных нейтронных процессов на реакторах.

Известно, что ветвящийся процесс, каковым является цепь делений в ядерном реакторе, может быть докритическим, всегда вырождающимся (ограниченная цепь), надкритическим невырождающимся (неограниченная цепь) или вырождающимся. Число нейтронов в n-м поколении цепи (за исключением нулевого, если цепь началась с одного нейтрона нулевого поколения) и общее число частиц в цепи – $Z(n)$ и N, соответственно, – являются случайными величинами.

1. Производящая функция распределения числа нейтронов в *n*-м поколении

Распределение $Z(n)$ в теории ветвящихся процессов Гальтона–Ватсона [1] можно описать производящей функцией (П.Ф.) вида

$$f_n(s) = \sum_{i=0}^{I} P_i^{(n)} s^i \equiv M\left[s^{Z(n)}\right], \qquad (1)$$

для которой реально осуществить преобразование

$$f_n(s) \equiv \sum_{k=0}^{\infty} P\left(Z(n)=k\right) s^k \equiv M\left[s^{Z(n)}\right] =$$

$$= M\left[M\left[s^{Z(n)} \middle| Z(1)\right]\right] =$$

$$= M\left[M\left[s^{Z_1(n-1)+\ldots+Z_{Z(1)}(n-1)} \middle| Z(1)\right]\right] =$$

$$= M\left[\left(M\left[s^{Z(n-1)}\right]\right)^{Z(1)}\right] = f_1\left(f_{n-1}(s)\right), \qquad (2)$$

где $f_1(s) \equiv f(s) = M\left[s^{\mu}\right] = \left(1 - \frac{k_p}{\nu_p}\right) + \frac{k_p}{\nu_p}\sum_{\mu=0}^{7} p(\mu) s^{\mu}$, k_p – коэффициент размножения на мгновенных нейтронах; μ – число мгновенных нейтронов, испускаемых при делении; $\nu_p = M[\mu]$; $p(\mu)$ – вероятность испускания μ мгновенных нейтронов при делении [2].

Известно [1], что:

а) $f_n(0) = P\left[Z(n)=0\right]$ – это вероятность вырождения цепи делений до появления *n*-го поколения нейтронов. Соответственно, $W_0^{(n)} = 1 - f_n(0)$ – это вероятность того, что цепь не выродится, по крайней мере, до *n*-го поколения;

б) $f(1)=1$, кроме того, для надкритических процессов $\left(k_p > 1\right)$ $f(q)=q$, где q – вероятность вырождения цепи делений;

в) $M\left[Z(n)\right] = f_n'(s)\big|_{s=1} = k_p^n$; (3)

г) $M\left[Z(n) \middle| Z(n)>0\right] = \dfrac{k_p^n}{W_0^{(n)}}$; (4)

д) $M\left[Z(n)\left(Z(n)-1\right)\right] = f_n''(s)\big|_{s=1} =$

$$= M\left[\mu\left(\mu-1\right)\right]\frac{k_p^n\left(1-k_p^n\right)}{\nu_p\left(1-k_p\right)}; \qquad (5)$$

е) $D\left[Z(n)\right] = M\left[Z(n)^2\right] - \left(M\left[Z(n)\right]\right)^2 =$

$$= M\left[\mu\left(\mu-1\right)\right]\frac{k_p^n\left(1-k_p^n\right)}{\nu_p\left(1-k_p\right)} + k_p^n - k_p^{2n}. \qquad (6)$$

На рис. 1 приведены графики зависимости вероятности того, что нейтрон нулевого поколения даст начало цепи делений, состоящей, по крайней мере, из n поколений нейтронов от n $\left(W_0^{(n)}(n)\right)$, полученных с использованием итераций (2) численным способом, для надкритического $\left(k_p = 1{,}0007\right)$ и подкритического $\left(k_p = 0{,}9993\right)$ процессов.

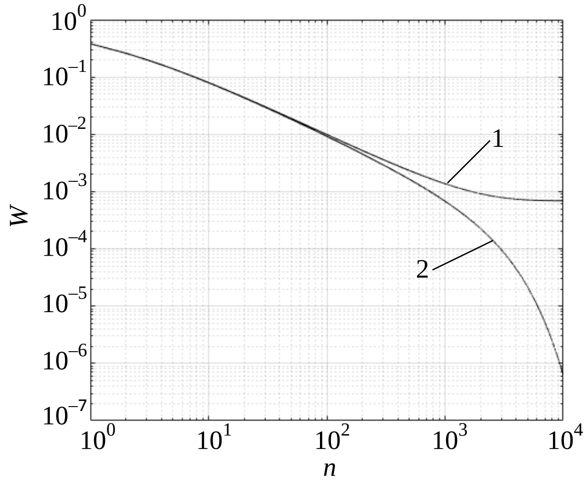

Рис. 1. График зависимости $W_0^{(n)}(n)$ от n при k_p = 1,0007 (1) и k_p = 0,9993 (2)

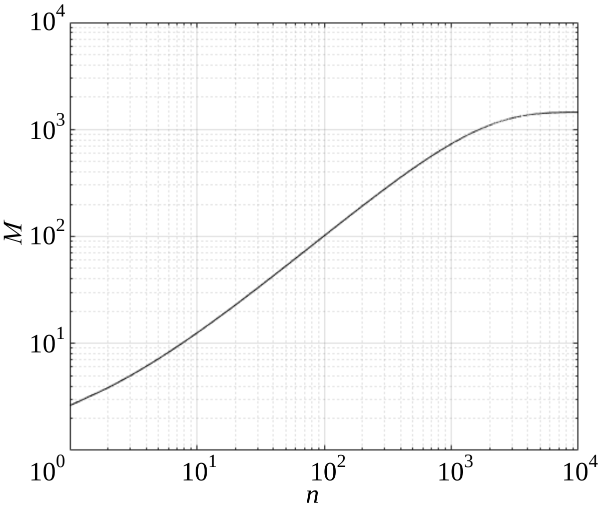

Рис. 2. График зависимости $M\left[Z(n)\middle|Z(n)>0\right]$ от n при k_p = 0,9993

Как видно, для надкритического процесса при $k_p = 1{,}0007$ $W_0^{(n)} \to (1-q) \approx 0{,}00073$ при $n \to \infty$, что совпадает со значением вероятности инициирования устойчивой цепи делений по [2].

На рис. 2 приведен график зависимости $M\left[Z(n)\middle|Z(n)>0\right]$ от n, полученный с использованием ПЭВМ $\left(k_p = 0{,}9993\right)$.

2. Производящая функция распределения общего числа нейтронов

В теории ветвящихся процессов Гальтона–Ватсона производящую функцию, задающую распределение общего числа частиц в цепи в надкритическом или подкритическом процессе N, при условии, что это число конечно (то есть цепь вырождается), можно записать как

$$\rho_N(z) \equiv M\left[z^N I\{N<\infty\}\right] =$$
$$= \sum_{k=0}^{\infty} P(N=k) I\{N<\infty\} z^k \text{ при } k \to \infty.$$

Уравнение для нахождения $\rho_N(z)$:

$$\rho_N(z) = zf\left(\rho_N(z)\right) =$$
$$= z\left(1-\frac{k_p}{\nu_p}\right) + \frac{zk_p}{\nu_p}\sum_{\mu=0}^{7}\rho(\mu)\left(\rho_N(z)\right)^{\mu}. \qquad (7)$$

Как и в случае с производящей функцией числа нейтронов в n-м поколении, далее мы будем использовать ее свойства:

а) $\rho_N(0) = 0$;

б) $\rho_N(1) = 1$, а при $k_p > 1$ одновременно существует второе значение данной П.Ф., $\rho_N(1) = q$;

в) при $k_p < 1$

$$M[N] = \rho'_N(1) = \rho'_N(z)\Big|_{z=1} = \frac{1}{1-k_p}; \qquad (8')$$

г) при $k_p > 1$

$$M\left[NI\{N<\infty\}\right] = \rho'_N(1) = \rho'_N(z)\Big|_{z=1} =$$
$$= \frac{q}{1-f'(q)}; \qquad (8'')$$

д) $$M\left[N(N-1)\right] = \rho''_N(z)\Big|_{z=1} = \frac{2k_p}{\left(1-k_p\right)^2} +$$
$$+\frac{k_p M\left[\mu(\mu-1)\right]}{\nu_p\left(1-k_p\right)^3}; \qquad (9)$$

е) $$D[N] = M\left[N^2\right] - \left(M[N]\right)^2 = \frac{2k_p}{\left(1-k_p\right)^2} +$$
$$+\frac{k_p M\left[\mu(\mu-1)\right]}{\nu_p\left(1-k_p\right)^3} + \frac{1}{1-k_p} - \frac{1}{\left(1-k_p\right)^2}. \qquad (9')$$

С помощью полученных выше выражений (8’) и (8’’) можно показать, что коэффициент умножения нейтронов, определяемый как среднее общее число в ограниченных цепях (неважно, какой процесс, надкритический или подкритический), уменьшается при увеличении надкритичности (рис. 3).

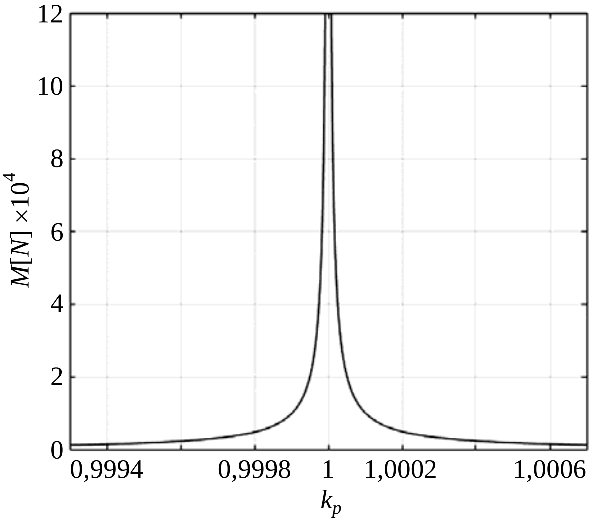

Рис. 3. График зависимости математического ожидания общего числа нейтронов в вырождающихся цепях подкритических и надкритических процессов от k_p

На первый взгляд, сложно предположить, что среднее общее число нейтронов в ограниченных цепях надкритического процесса уменьшается с ростом надкритичности, однако объяснить это можно существованием в надкритических процессах путей развития редких бесконечных цепей делений, которые составляют конкуренцию развитию таких же редких (несущих основной вклад в умножение нейтронов) вырождающихся цепей.

3. Обоснование теории метода Росси-α с использованием математического описания эволюции цепей делений в размножающей системе

Обоснуем с помощью математического описания эволюции цепей делений в размножающей системе метод Росси-α. Запишем выражение для суммарного по всем цепям среднего числа пар коррелированных регистраций детектора нейтронов за интервалы времени (t_1, t_1+dt_1) и (t_2, t_2+dt_2) (когда в каждой паре сначала происходит регистрация в интервале времени (t_1, t_1+dt_1), а затем регистрация, вызванная той же цепью делений в интервале $(t_2, t_2+dt_2))$ и сразу преобразуем его, используя выражение (5):

$$\dot{F}(t_1)\dot{F}_{t_1}(t_2)dt_1dt_2 =$$

$$=\sum_{n=1}^{\infty} S_{\text{внтр}} l\left(\varepsilon\frac{k_p}{\nu_p l}\right)^2 M\left[Z(n)\left(Z(n)-1\right)\right]e^{\alpha(t_2-t_1)}dt_1dt_2 =$$

$$=\frac{S_{\text{внтр}}M\left[\mu(\mu-1)\right]}{\nu_p l\left(1-k_p\right)}\left(\frac{\varepsilon k_p}{\nu_p}\right)^2 e^{\alpha(t_2-t_1)}\sum_{n=1}^{\infty}\left(k_p^n-k_p^{2n}\right)dt_1dt_2 =$$

$$=\frac{S_{\text{внтр}}M\left[\mu(\mu-1)\right]}{l\nu_p\left(1-k_p\right)}\left(\frac{\varepsilon k_p}{\nu_p}\right)^2\frac{k_p}{\left(1-k_p\right)\left(1+k_p\right)}e^{\alpha(t_2-t_1)}dt_1dt_2, \quad (10)$$

где $n=\dfrac{(t_1-t_0)}{t}$ – число поколений цепи делений к моменту регистрации первого нейтрона в паре; $S_{\text{внтр}}$ – интенсивность независимого источника в АЗ с пуассоновским распределением; l – среднее время жизни вызывающего деление нейтрона в реакторе (в нашем случае – время жизни поколения нейтронов); $S_{\text{внтр}}l$ – число цепей делений, начавшихся n поколений назад от момента регистрации первого нейтрона в паре; ε – эффективность детектора по отношению к делению; $\dfrac{k_p}{\nu_p}$ – вероятность того, что нейтрон вызовет деление; $\alpha=\dfrac{k_p-1}{l}$ – постоянная спада.

Суммарное по всем цепям среднее число регистраций детектора нейтронов в интервале времени (t_1, t_1+dt_1) при наличии в АЗ независимого источника $S_{\text{внтр}}$ составляет

$$\dot{F}(t_1)dt_1=\sum_{n=0}^{\infty} S_{\text{внтр}} l\frac{\varepsilon k_p}{\nu_p l}M\left[Z(n)\right]dt_1 =$$

$$=\sum_{n=0}^{\infty} S_{\text{внтр}} l\frac{\varepsilon k_p}{\nu_p l}k_p^n dt_1=\frac{S_{\text{внтр}}\varepsilon k_p}{\nu_p\left(1-k_p\right)}dt_1. \quad (11)$$

Усредненное по всем цепям среднее число регистраций детектора нейтронов в интервале времени $(t_2, t_2 + dt_2)$, вызванных той же из цепей делений, что вызвала регистрацию в момент времени t_1, составляет

$$\frac{\dot{F}(t_1)\dot{F}_{t_1}(t_2)\,dt_1 dt_2}{\dot{F}(t_1)\,dt_1} = \\ = \frac{\varepsilon k_p^2 M\left[\mu(\mu-1)\right]}{l\nu_p^2\left(1-k_p\right)\left(1+k_p\right)} e^{\alpha(t_2-t_1)} dt_2. \quad (12)$$

Тогда получим среднюю скорость регистраций детектора нейтронов в момент времени $t_2 > t_1$ при условии, что в момент времени t_1 будет регистрация:

$$\dot{F}(t_1) + \dot{F}_{t_1}(t_2) = \varepsilon \frac{S_{\text{внтр}} k_p}{\left(1-k_p\right)\nu_p} + \\ + \frac{\varepsilon k_p^2 M\left[\mu(\mu-1)\right]}{l\nu_p^2\left(1-k_p\right)\left(1+k_p\right)} e^{\alpha(t_2-t_1)} = C + Qe^{\alpha(t_2-t_1)}. \quad (13)$$

Выражение (13) для Q получено здесь из аналогичного выражения, приведенного в [3], умножением на $2/\left(1+k_p\right)$. Эти выражения мало отличаются при $k_p \approx 1$. Отличие окажется существенным лишь для очень глубоко подкритических систем.

В приведенном обосновании прослеживается роль флуктуаций. Можно показать, что метод Росси-α не был бы столь эффективен, если бы все цепочки имели одинаковую длину (что в классической теории не исключается).

Также в отличие от классической теории в выведенном данным способом выражении можно учесть характеристики независимого источника. В рассматриваемом выше случае это источник с пуассоновским распределением. Для случая источника, который обусловлен спонтанными делениями или другими реакциями, необходимо модифицировать выражение для $M\left[Z(n)\left(Z(n)-1\right)\right]$ применительно к цепочке, начинающейся не с одного нейтрона, а с одной реакции, добавив слагаемое $M\left[\mu_{\text{спт}}\left(\mu_{\text{спт}}-1\right)\right]k_p^{2n}$, где $\mu_{\text{спт}}$ – случайное число выпускаемых при реакции нейтронов (для случая, когда число $\mu_{\text{спт}}$ составляет ноль или единицу, слагаемое обращается в ноль).

Если α и Q определить экспериментально, используя аппаратуру статистических методов, то с использованием соответствующих выражений (см. (13)), зная долю запаздывающих нейтронов (реактивность в абсолютных единицах), можно определить эффективность детектора нейтронов ε для калибровки детектора в абсолютных единицах (в делениях/с).

4. К вопросу распределения числа регистраций детектора нейтронов во время переходного процесса

В приближении нулевого времени жизни мгновенных нейтронов и детерминированного изменения числа ядер предшественников запаздывающих нейтронов получим выражение для дисперсии случайной величины $Y_{\text{рег}}(t)$ – числа регистраций детектора нейтронов за время перехода из состояния запаздывающей подкритичности в состояние, близкое к мгновенной критичности. Воспользуемся аппаратом производящих функций и дадим определение:

– П.Ф. числа реакций в источнике нейтронов $\xi_{\text{ркц}}$ за время $\Delta\tau$

$$\Pi_{\text{ркц}}(z) \equiv M\left[z^{\xi_{\text{ркц}}}\right];$$

– П.Ф. числа нейтронов $\mu^{\text{спт}}$ на одну реакцию

$$g_{\text{спт}}(z) \equiv M\left[z^{\mu^{\text{спт}}}\right];$$

– П.Ф. числа частиц ξ_s, выпускаемых независимым источником за время $\Delta\tau$,

$$\Pi_s(z) \equiv M\left[z^{\xi_s}\right] =$$

$$= M\left[M\left[z^{\mu_1^{\text{спт}}+\ldots+\mu^{\text{спт}}\xi_{\text{ркц}}}\middle|\xi_{\text{ркц}}\right]\right] =$$

$$= M\left[\left(M\left[z^{\mu^{\text{спт}}}\right]\right)^{\xi_{\text{ркц}}}\right] = \Pi_{\text{ркц}}\left(g_{\text{спт}}(z)\right);$$

– П.Ф. общего числа частиц в цепи N

$$\rho_N(z) = M\left[z^N\right];$$

– П.Ф. общего числа частиц $\xi_{\text{чст}}$ за время $\Delta\tau$

$$\Pi_{\text{чст}}(z) = M\left[z^{\xi_{\text{чст}}}\right] = M\left[M\left[z^{N_1+\ldots+N_{\xi_s}}\middle|\xi_s\right]\right] =$$

$$= M\left[\left(M\left[z^N\right]\right)^{\xi_s}\right] = \Pi_{\text{ркц}}\left(g_{\text{спт}}\left(\rho_N(z)\right)\right);$$

– П.Ф. числа делений $N^{\text{дел}}$, вызванных нейтроном,

$$\rho_{\text{дел}}(z) = M\left[z^{N^{\text{дел}}}\right];$$

– П.Ф. общего числа делений за время $\Delta\tau$

$$\Pi_{\text{дел}}(z) = M\left[z^{\xi_{\text{дел}}}\right] =$$

$$= M\left[M\left[z^{N_1^{\text{дел}}+\ldots+N_{\xi_{\text{чст}}}^{\text{дел}}}\middle|\xi_{\text{чст}}\right]\right] =$$

$$= M\left[\left(M\left[z^{N^{\text{дел}}}\right]\right)^{\xi_{\text{чст}}}\right] = \Pi_{\text{ркц}}\left(g_{\text{спт}}\left[\rho_N\left(\rho_{\text{дел}}(z)\right)\right]\right);$$

– П.Ф. числа отсчетов $N^{\text{рег}}$, вызванных делением,

$$\rho_{\text{рег}}(z) = M\left[z^{N^{\text{рег}}}\right];$$

– П.Ф. общего числа регистраций за время $\Delta\tau$

$$\Pi_{\text{рег}}(z) = M\left[z^{\xi_{\text{рег}}}\right] =$$

$$= M\left[M\left[z^{N_1^{\text{рег}}+\ldots+N_{\xi_{\text{дел}}}^{\text{рег}}}\middle|\xi_{\text{дел}}\right]\right] =$$

$$= M\left[\left(M\left[z^{N^{\text{рег}}}\right]\right)^{\xi_{\text{дел}}}\right] =$$

$$= \Pi_{\text{ркц}}\left(g_{\text{спт}}\left(\rho_N\left[\rho_{\text{дел}}\left(\rho_{\text{рег}}(z)\right)\right]\right)\right);$$

$$\Pi'_{\text{рег}} = \Pi'_{\text{ркц}}\, g'_{\text{спт}}\,\rho'_N\,\rho'_{\text{дел}}\,\rho'_{\text{рег}};$$

$$\Pi''_{\text{рег}} = \Pi''_{\text{ркц}}\left(g'_{\text{спт}}\rho'_N\rho'_{\text{дел}}\rho'_{\text{рег}}\right)^2 +$$
$$+\Pi'_{\text{спт}}\,g''_{\text{спт}}\left(\rho'_N\rho'_{\text{дел}}\rho'_{\text{рег}}\right)^2 +$$
$$+\Pi'_{\text{ркц}}\,g'_{\text{спт}}\rho''_N\left(\rho'_{\text{дел}}\rho'_{\text{рег}}\right)^2 +$$
$$+\Pi'_{\text{ркц}}\,g'_{\text{спт}}\rho'_N\rho''_{\text{дел}}\left(\rho'_{\text{рег}}\right)^2 +$$
$$+\Pi'_{\text{ркц}}\,g'_{\text{спт}}\rho'_N\rho'_{\text{дел}}\rho''_{\text{рег}}.$$

$\rho''_{\text{рег}} = M\left[N^{\text{рег}}\left(N^{\text{рег}}-1\right)\right]$ и $\rho''_{\text{дел}} = M\left[N^{\text{дел}}\left(N^{\text{дел}}-1\right)\right]$ для случайных чисел $N^{\text{рег}}$ и $N^{\text{дел}}$, имеющих распределение Бернулли с вероятностями успеха $\rho'_{\text{рег}} = \dfrac{k_p}{\nu_p}$ и $\rho'_{\text{дел}} = \varepsilon$, обращаются в ноль, как и соответствующие слагаемые. Считаем, что случайное число $\mu^{\text{спт}}$ также имеет распределение Бернулли с вероятностью успеха $g'_{\text{спт}} = 1$, поэтому $g''_{\text{спт}}$ вместе с соответствующим слагаемым обращается в ноль. Для П.Ф. числа реакций, имеющих распределение Пуассона,

$$\Pi''_{\text{ркц}}(z) = M\left[\xi_{\text{ркц}}\left(\xi_{\text{ркц}}-1\right)\right] =$$

$$= M^2\left[\xi_{\text{ркц}}\right] = \left(\Pi'_{\text{ркц}}\right)^2.$$

С учетом сказанного выше,

$$M\left[\xi_{\text{рег}}\left(\xi_{\text{рег}}-1\right)\right]=\Pi''_{\text{рег}}(z)\Big|_{z=1}=$$

$$=\left(\left(\Pi'_{\text{ркц}}\rho'_N\rho'_{\text{дел}}\rho'_{\text{рег}}\right)^2+\Pi'_{\text{спт}}\rho''_N\left(\rho'_{\text{дел}}\rho'_{\text{рег}}\right)^2\right)\Big|_{z=1}$$

и $M\left[\xi_{\text{рег}}\right]=\Pi'_{\text{рег}}(z)\Big|_{z=1}=\Pi'_{\text{ркц}}\rho'_N\rho'_{\text{дел}}\rho'_{\text{рег}}\Big|_{z=1}$,

тогда $D\left[\xi_{\text{рег}}\right]=M\left[\xi_{\text{рег}}\left(\xi_{\text{рег}}-1\right)\right]+$

$$+M\left[\xi_{\text{рег}}\right]-M^2\left[\xi_{\text{рег}}\right]=$$

$$=\left(\Pi'_{\text{ркц}}\rho''_N\left(\rho'_{\text{дел}}\rho'_{\text{рег}}\right)^2+\Pi'_{\text{ркц}}\rho'_N\rho'_{\text{дел}}\rho'_{\text{рег}}\right)\Big|_{z=1}.$$

Все рассмотренные случайные величины для разных интервалов времени являются независимыми, поэтому можно перейти к интегралу:

$$D\left[Y_{\text{рег}}(t)\right]=\int_0^t S_{\text{внтр}}(\tau)\frac{1}{1-k_p(t)}\frac{k_p(\tau)}{\nu_p}\varepsilon d\tau+$$

$$+\int_0^t S_{\text{внтр}}(\tau)\left(\rho''_N(z)\Big|_{z=1}\right)\left(\frac{k_p(\tau)\varepsilon}{\nu_p}\right)^2 d\tau. \qquad (14)$$

В приближении нулевого времени жизни

$$M\left[Y_{\text{рег}}(t)\right]=\int_0^t S_{\text{внтр}}(\tau)\frac{k_{\text{эф}}(\tau)\varepsilon}{\nu\left(1-k_p(\tau)\right)}d\tau. \qquad (15)$$

Графики СКО суммарного числа делений за время изменения реактивности от $-0{,}20\beta_{\text{эф}}$ до $0{,}98\beta_{\text{эф}}$, при начальной интенсивности внутреннего независимого источника нейтронов $S_{\text{внтр}}=S_{\text{зап}}+S_{\text{фон}}\approx$ $\approx 6\cdot 10^5$ 1/с для разных, в том числе форсированных, скоростей импульсного стержня реактора типа БАРС, приведены на рис. 4 и 5 в относительном и абсолютном выражениях, соответственно. Считали, что ИС равноускоренно перемещается от нижнего до верхнего упоров (Δh = 0,155 м). Данные получены численным интегрированием (14), (15) для ε = 1. Судя по графикам, описанный процесс сложно назвать детерминированным даже при таком достаточно сильном источнике нейтронов.

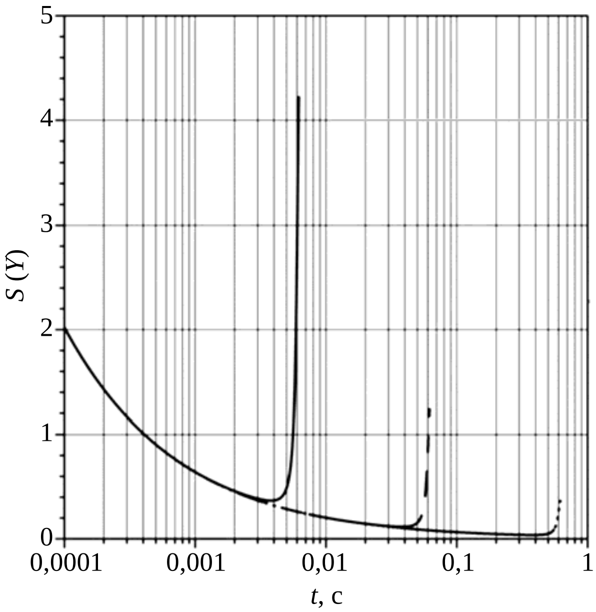

Рис. 4. Для разных скоростей ИС относительное СКО суммарного числа делений, происходящих в течение переходного процесса: ······– $v_{\max}=0{,}5$ м/с, – – – – $v_{\max}=5$ м/с, ▬▬ – $v_{\max}=50$ м/с

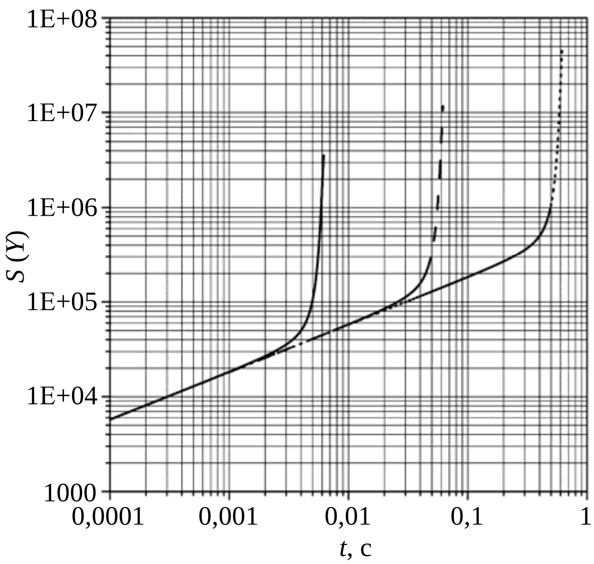

Рис. 5. Для разных скоростей ИС СКО суммарного числа делений, происходящих в течение переходного процесса: ······– $v_{\max}=0{,}5$ м/с, – – – – $v_{\max}=5$ м/с, ▬▬ – $v_{\max}=50$ м/с

Заключение

1. В подавляющем большинстве цепи делений очень быстро вырождаются, и в них происходит сравнительно мало делений. В подкритических процессах основной вклад в умножение нейтронов несут только редкие ограниченные цепи делений.

2. С приближением к мгновенной критичности редкие ограниченные цепи делений носят характер гигантских флуктуаций, они разрастаются тем больше, чем ближе система к состоянию мгновенной критичности.

3. Флуктуации, вероятно, можно будет фиксировать при приближении к состоянию критичности и, зная эффективность детектора, измерять с погрешностью, которую можно оценить. Данные о флуктуациях необходимо передавать в расчетную модель.

4. Важным является такое требование к детектору, как максимальная скорость счета. Флуктуации сопряжены с большими скачками популяции нейтронов и, соответственно, с большими скоростями счета: по оценкам, при эффективности детектора $\varepsilon = 10^{-4}$ 1/деление скорость счета детектора должна быть не хуже $\dot{F} = 10^{7}$ 1/с для БАРС-5М, чтобы измерять большую часть флуктуаций. При большей эффективности детектора – пропорционально больше. В этой связи предпочтительным выглядит построение мультидетекторной системы, перекрывающей существенный диапазон чувствительности, скорости счета, а также телесного угла вокруг реактора.

5. Модели, которые описывают кроме поведения неограниченных цепей делений в надкритических процессах поведение ограниченных цепей делений в подкритических и надкритических процессах, и при этом передают схожий характер таких цепей, предлагается тестировать на соответствующих модельных системах, не осуществляя переходы через мгновенное критическое состояние.

Список литературы

1. Ватутин В. А. Ветвящиеся процессы и их применение // Лекционные курсы НОЦ / Математический институт им. В. А. Стеклова РАН (МИАН). – М.: МИАН, 2008, вып. 8. 108 с.

2. Лукин А. В. Физика импульсных ядерных реакторов. – Снежинск: Изд-во РФЯЦ-ВНИИТФ, 2006. 528 с.

3. Кипин Дж. Р. Физические основы кинетики ядерных реакторов / Пер. с англ. – М.: Атомиздат, 1967.

Контактная информация –

Луценко Александр Владимирович,
начальник группы,
РФЯЦ-ВНИИТФ,
e-mail: dep5@vniitf.ru

Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, 2022, вып. 4, с. 64–71.